

自動車周りに発生する
低圧旋回渦の同定手法に関する研究

(Study on Identification Method of Low-pressure Vortex
with Swirling Motion around Automobile)

令和4年3月

中村 優佑

広島大学大学院 工学研究科 輸送・環境システム専攻

目次

第1章 序論	7
1.1 背景	7
1.1.1 自動車を取り巻く環境	7
1.1.2 自動車の空気抵抗低減の重要性	7
1.1.3 空気抵抗低減と自動車の外形形状の最適化	8
1.1.4 デザインと空気抵抗低減の両立に向けた自動車周りの渦に関する研究	9
1.1.5 自動車の空力研究における渦同定手法の要件	11
1.1.6 自動車の空力研究で用いられる従来の渦同定手法の問題点	12
1.2 本研究の目的	13
1.3 本研究の構成	14
第2章 様々な渦同定手法と手法の選択	16
2.1 領域型	16
2.1.1 圧力	16
2.1.2 総圧	16
2.1.3 渦度	17
2.1.4 ヘリシティ	17
2.1.5 Q -criterion	17
2.1.6 Δ -criterion	18
2.1.7 λ_{ci} -criterion	18
2.1.8 λ_2 -criterion	18
2.2 渦中心型（流線トポロジー型）	19
2.2.1 Reduced velocity 法	19
2.2.2 Sawada 法	20
2.3 渦中心型（スカラー極値型）	21
2.3.1 Prediction-Correction 法	21
2.3.2 圧力断面極小旋回法	22
2.4 手法の選択	23
第3章 自動車周りに発生する低圧旋回渦の同定手法の開発	24
3.1 圧力断面極小旋回法	24
3.1.1 渦中心点の位置の決定	24
3.1.2 渦中心軸の構築	25
3.2 自動車空力への適用に向けた圧力断面極小旋回法の改良	26
3.2.1 非構造格子への拡張	26
3.2.2 渦中心軸の断片化を抑制する方法	28
3.3 角柱のカルマン渦による基礎検証	29
3.3.1 データセット—角柱周りの流れ場の数値計算	29

3.3.2	渦同定手法の設定	31
3.3.3	角度パラメータの選定	31
3.3.4	低圧旋回渦の同定の検証	32
3.3.5	非構造格子での検証	33
3.4	自動車周りの流れ場での検証	34
3.4.1	データセット—セダン周りの流れ場の数値計算.....	34
3.4.2	渦同定手法の設定	36
3.4.3	結果：渦中心軸の断片化の改善	36
3.4.4	既知の渦構造の再現性	38
3.4.5	本手法と一般的な従来手法との比較.....	39
3.4.6	渦同定の計算時間	40
3.5	第3章のまとめ	40
第4章	様々な空力問題への応用による実用性の実証.....	41
4.1	フロントタイヤ周りの低圧旋回渦の同定	41
4.1.1	背景/目的	41
4.1.2	方法	42
4.1.3	結果	43
4.1.4	結言	49
4.2	横風下で顕著な空気抵抗増加を引き起こす簡易自動車模型の後流渦の同定.....	50
4.2.1	背景/目的	50
4.2.2	方法	51
4.2.3	結果・考察	56
4.2.4	結言	68
4.3	並走条件下と横風条件下における簡易自動車モデルの後流渦の同定.....	69
4.3.1	背景/目的	69
4.3.2	方法	70
4.3.3	結果・考察	73
4.3.4	結言	83
第5章	Implicit high-order filter による前処理を用いた渦中心軸の断片化抑制.....	84
5.1	背景/目的	84
5.1.1	渦中心軸の断片化を抑制する既往研究.....	84
5.1.2	着眼点	85
5.1.3	目的	85
5.2	Implicit high-order filter	86
5.3	方法	87
5.3.1	データセット—セダン周りの流れ場の数値計算.....	87
5.3.2	Implicit high-order filter の設定	87
5.4	結果・考察	88

5.4.1 定性的評価—後流の渦中心軸	88
5.4.2 定量的評価	90
5.5 結言	90
第6章 結論	91
参考文献	94

第1章 序論

1.1 背景

1.1.1 自動車を取り巻く環境

地球温暖化などの環境問題から、CO₂の削減に対する取り組みがグローバルに行われている。例えば、2050年までにグローバルのCO₂排出量をゼロにするという目標が、国際エネルギー機関（International Energy Agency: IEA）によって掲げられている[1]。日本や米国においては、CO₂排出量の2~3割が輸送部門であり、その内の8割が自動車による排出であると報告されている[2][3]。そのため、自動車の開発から製造、使用、廃棄までのいわゆるライフサイクルでのCO₂の削減は重要な課題である。ライフサイクル全体でのCO₂排出量を評価するライフサイクルアセスメント（LCA: Life Cycle Assessment）によりガソリン車を評価すると、ライフサイクル全体でのCO₂排出の65%が自動車の走行中であると報告されている[4]。ゆえに、自動車が走行中に排出するCO₂への規制は年々厳しくなっており、特に欧州では、2030年までに2021年比でCO₂排出量を55%削減することを掲げている[5]。そのため、近年では、走行中に排出するCO₂がゼロである電気自動車にますます注目が集まっている。しかし、電気自動車は、ガソリン車などの内燃機関に比べて、給電のインフラがまだ十分ではないため、航続距離の増加が重要な課題となっている。

1.1.2 自動車の空気抵抗低減の重要性

自動車が走行中に排出するCO₂の削減および電気自動車の航続距離の増加のためには、自動車にかかる抵抗を低減すること重要である。自動車には、下記に示す4つの抵抗が働く。

- 加速抵抗：加速する際に生じる抵抗である。そのため、ドライバーに大きく依存する抵抗である。この力は、車両全体の重量とパワートレイン全体の回転部品による慣性抵抗の影響加えた質量に加速度をかけることで算出される。
- 勾配抵抗：自動車が登坂する際に発生する抵抗である。車両の重量と傾斜角度の正弦に比例する。
- 転がり抵抗：主にタイヤの変形、摩擦によるエネルギー損失によって生じる抵抗である。
- 空気抵抗：車体周りの空気の流れによって発生する抵抗である。速度の2乗に比例して大きくなる。

全抵抗に対して、ガソリン車などの内燃機関では、空気抵抗が30%、電気自動車では、加速抵抗と勾配抵抗がエネルギー回生できることから、空気抵抗が47%を占めると見積もられている[6]。そのため、空気抵抗の低減は、自動車開発において重要な課題である。

1.1.3 空気抵抗低減と自動車の外形形状の最適化

空気抵抗は圧力抵抗と摩擦抵抗に分けられ、空気抵抗の全体の 60%は自動車の外形形状による圧力抵抗によるものとされている[7]。そのため、自動車の空気抵抗低減に関する研究が始まった当初は、空気抵抗が最小となる流線形の流れ場に近づけるための形状最適化が主流であった。

1910年代から1950年代にかけては、移動する機能を高めることが主目的であった[8]。そのため、いかに燃料消費を抑えるかが重要であった。そこで、航空力学での知見を応用して、車両全体の形状が流線形となるような外形形状が主流であった。

1960年代からは自動車が普及するにつれて、積載に関する機能の要求も高まった。流線形では後部の積載容量の確保が困難なため、ウェッジシェーブ型(図 1.1)などフォルムが主流となった[8]。流線形と異なるフォルムで空気抵抗を低減するために、局所的に形状を変え、剥離を抑制し、流線型の流れ場に近づける細部形状最適化が行われた[9]。例えば、ノーズ先端の曲率や車高、フロントピラー周りの段差や曲率、ルーフの面盛り、リアフェンダの絞り込みや曲率など多くの部位に対して、形状変更による空気抵抗への寄与度分析も行われている[7][10][11]。

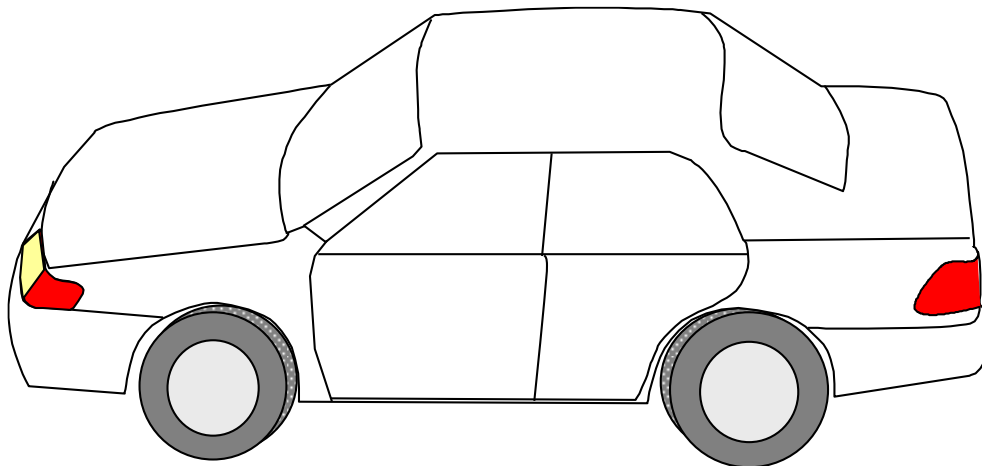


Fig. 1.1 Wedge shape car. Superior loading capacity compared to streamline car

1.1.4 デザインと空気抵抗低減の両立に向けた自動車周りの渦に関する研究

近年では、顧客の自動車に対する思いや好みも多様化しており、デザインの要素も重要である。前項の外形状の最適化は、直接デザインに制約を与えてしまう。そこで、デザインの意図を生かしながら空気抵抗を低減するためには、原因となる空気力学的な物理現象を理解する必要がある。その特徴的な物理現象として渦に着目した研究がなされてきた。

1.1.4.1 渦に着目する理由

渦に着目する2つの理由を以下に述べる。

- 秩序構造の存在：渦は、長時間安定して存在する秩序構造を有する[12]。自動車周りの流れ場は、ランダムに変動し、非常に複雑である。そのような流れ場を制御するためには、何かしらの規則性あるいは秩序が必要である。そこで、渦の秩序構造に着目することで、流れ場を制御することが可能となる。
- 空気抵抗に直結：渦は、自動車の推進を妨げる空気抵抗に直結している。渦は旋回運動しているため、その形成には運動エネルギーが必要である。このエネルギーは自動車が推進するために使うエネルギーの一部として消費される。

1.1.4.2 空気抵抗の原因となる渦に着目した現象の理解とその価値

空気力学的な物理現象として渦に着目し、空気抵抗の原因を理解することは、渦と空気抵抗の定量的な関係を明らかにすることに対応する。例えば、空気抵抗係数 C_D と i 番目の渦の定量値 V_i を用いて、

$$C_D = f(\dots, V_{i-1}, V_i, V_{i+1}, \dots) \quad (1.1)$$

と表すイメージである。このようなモデル式ができれば、空気抵抗への寄与の大きい渦を小さくする効果を持つ渦を発見できる可能性がある。これにより、従来の流線形の流れ場ではなく、渦同士の相互作用を逆に利用し、あえて渦を作るという新しい流れ場コンセプトの発想を支援できる。さらに、デザイン形状により発生する渦を触らずに、目標の空気抵抗を達成するためには、どの渦をどれだけ制御すればよいか分かる可能性がある。つまり、デザインと空気抵抗低減の両立を実現する空力開発の戦略立てに役立つ。

1.1.4.3 空気抵抗と自動車周りの渦に関する先行研究

空気抵抗と自動車周りの渦に関する研究が始まった当初は、正対風下での風洞実験を中心に行われた。Ahmed らは、箱型の簡易モデルを用いて、リアのスラント角度をパラメータとし、空気抵抗と後流に形成される渦のパターンを調査した[13]。Hucho and Sovran は、タイヤも付いたより自動車に近い簡易形状で実験を行い、空気抵抗が増大する際は、後流に 1 対の縦渦ができることを明らかにした[11]。農沢らは、セダンタイプの実車を用いて、空気抵抗増加に関与するフロントピラー渦、ボディサイド渦、床下渦、後流に形成される後曳き渦の存在を明らかにした[14][15]。また、これらの渦の特徴として、渦の中心で圧力が周囲より低く、旋回運動を有している低圧旋回渦であることも分かった。

数値流体シミュレーション (Computational Fluid Dynamics; CFD) の発達に伴い、自動車周りのより詳細な渦の研究が行われた。Kounenis らは、窓幅や車高、車長などの形状パラメータを振り、後流渦のパターンと空気抵抗の関係を分析した[16]。Regert and Lajos は、簡易自動車モデルのホイールハウス形状を変化させ、空気抵抗とフロントタイヤ周りの渦の変化を議論している[17][18]。加藤と橋爪は、フロント床下部にエアダムを付加し、これに伴う空気抵抗の変化と床下流れ、後流渦について議論している[19]。

さらに近年では、正対風のみならず、車両運動や外乱を考慮した際の空気抵抗と渦の関係についても調査されている。車両運動では、定常円旋回の半径をパラメータとし、空気抵抗と後流渦の関係について数値的に研究されている[20][21]。外乱においては、Wieser らは、一様横風下でのノッチバック車の後流を実験的に計測し、風下側の A ピラー渦と風上側の C ピラー渦が強化されていることを明らかにした[22]。

1.1.5 自動車の空力研究における渦同定手法の要件

詳細な渦と空気抵抗との関係を定量的に明らかにするためには、自動車周りの流れ場から渦を同定する手法が重要である。ここでは、前述を踏まえ、自動車の空力研究における渦同定手法の要件を述べる。

まず、渦同定手法に求められる物理的要請は以下の2つである。

- 低圧旋回渦の同定：先行研究より、自動車の空気抵抗に寄与する渦の特徴は、渦の中心が低圧で旋回運動することが分かっている。同定された渦は、このような特徴を満たす渦、つまり低圧旋回渦であることが求められる。
- ガリレイ変換不変性：多くの自動車空力の研究開発は、ナビエストークス方程式のガリレイ変換不変性を用いて、車両に固定された座標系、つまり車両を固定し流入風を与える風洞試験やそれを模擬した数値計算を用いる。そのため、同定された渦はガリレイ変換に対して不変であることが求められる。この要請を満たさない場合、実際に車両が走行する環境では、風洞条件で同定された渦がないことが生じる可能性がある。

次に、渦と空気抵抗の定量的な関係を明らかにするための要請は以下の2つである。

- 複雑な流れ場における渦の個別同定：渦を個別に同定できれば、空気抵抗の説明変数として利用できる。さらに、各渦の発生原因が特定でき、新しい制御アプローチを考案できる可能性がある。
- 定量化が可能：各渦が空気抵抗に影響を与える物理量を定量化できると、データ解析手法を組み合わせることで、渦と空力抵抗の関係式 (1.1) の構築が期待できる。

最後に、自動車空力の研究開発において、実用上の観点からの要請は以下の2つである。

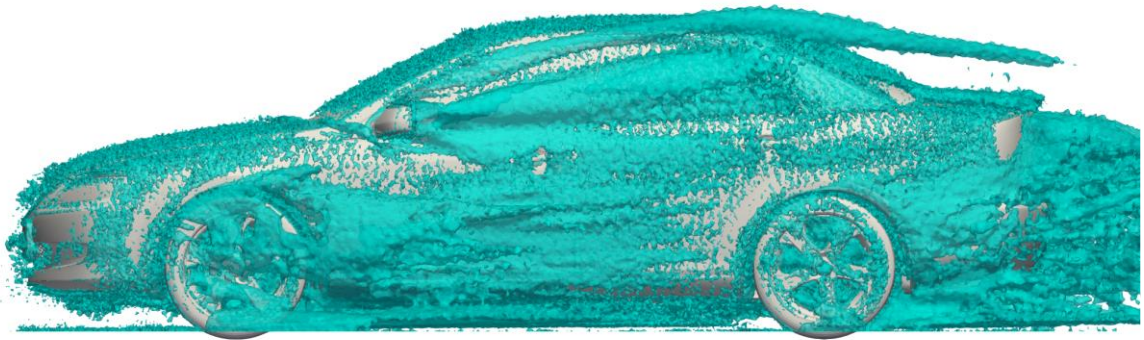
- 非構造格子に適用可能：自動車空力の数値計算では、自動車の複雑な形状を再現するために、非構造格子を用いることが一般的である。そのため、渦同定手法は、非構造格子で利用できることが求められる。
- 並列計算が可能：自動車空力の数値計算では、数千万から数億の格子を用いる。このようなデータ量に対して、実用的な時間で同定するためには、並列計算が可能であることが求められる。

1.1.6 自動車の空力研究で用いられる従来の渦同定手法の問題点

これまでの自動車空力の分野における渦同定手法は、主に領域型と渦中心型の 2 種類が用いられてきた。

1 つ目は、等値面により渦の領域を同定する領域型である。等値面のスカラー量としては、総圧、渦度、ヘリシティ、速度勾配テンソルの 2 番目の不変量 Q [23] が主に用いられてきた。図 1.2 に領域型の例として、セダン車周りの時間平均流れ場に対する速度勾配の第二不変量 $Q = 1,000$ および $3,000$ の等値面を示す。図 1.2 から分かる通り、領域型は、等値面となるスカラー量の閾値に応じて結果が異なる[24]。さらに、フロントタイヤ周りなどにおいて、小さい渦が等値面に埋もれ、本来個別に存在する渦がまとまってとして表示されてしまう。そのため、自動車の空力研究における渦同定手法の要件の 1 つである“複雑な流れ場における渦の個別同定”を満たしていないと言える。

(a)



(b)

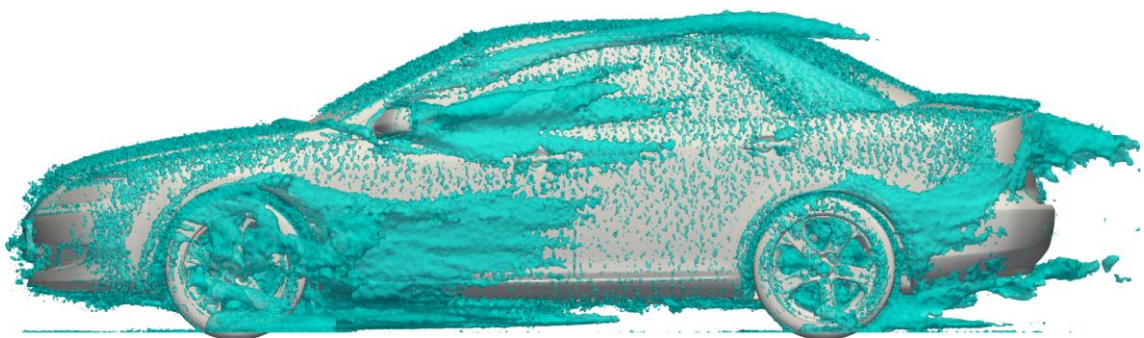


Fig. 1.2 Isosurface based on the second invariant Q of the velocity gradient tensor: **a** $Q = 1,000$; **b** $Q = 3,000$

2つ目は、渦の中心軸を線で同定する渦中心型である。渦中心型でもっともよく用いられるのは、多くの可視化ソフトにも実装されている Reduced velocity 法[25]である。図 1.3 にセダン車周りの時間平均流れ場に対して Reduced velocity 法を適用した結果を示す。領域型と比べて、小さい空間スケールの渦の同定はできるが、渦中心軸が断片的になっており、自動車の空力研究における渦同定手法の要件の 1 つである“複雑な流れ場における渦の個別同定”を満たしていない。さらに、この手法は、必ずしも低圧旋回渦を同定しているとは限らない。加えて、速度をそのまま定義式に用いているため、ガリレイ変換に対しても不変ではない。

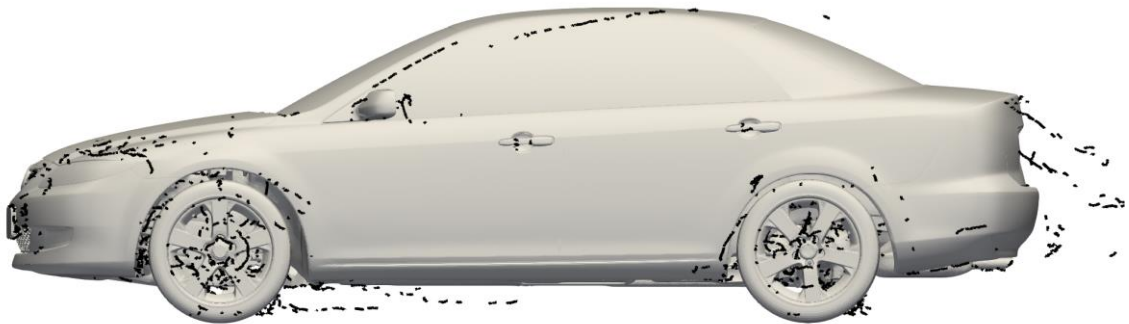


Fig. 1.3 Vortex core lines by Reduced velocity method

1.2 本研究の目的

前節までに述べたように、デザインと空気抵抗低減を両立するためには、自動車周りの渦と空気抵抗の関係を明らかにする必要がある。そのためには渦同定技術が重要となる。しかし、従来の渦同定手法では、自動車空力に必要な要件を満たしておらず、今後の詳細な渦の分析や空気抵抗と渦の定量的な評価をすることが困難である。

そこで、本研究では、自動車の空力研究における渦同定手法の要件を満たす渦同定技術を開発し、検証することを目的とする。さらに、本手法を様々な自動車空力問題に適用し、本手法がメカニズム解明に貢献するなどの実用性を実証することを目的とする。

1.3 本研究の構成

図 1.4 に本研究の構成を示す。

第 1 章では、本研究の背景と先行研究、および目的を示した。

第 2 章では、様々な渦同定手法と本研究のベースとなる手法の選択について述べる。様々な渦同定手法では、自動車空力の分野に用いられる渦同定手法だけでなく、多様な分野で用いられる渦同定手法についての概要とその特徴を述べる。手法の選択では、自動車空力の分野で求められる渦同定手法の要請と様々な渦同定手法の特徴を照らし合わせ、本研究のベースとなる圧力断面極小旋回法を採用した理由について述べる。

第 3 章では、自動車周りに発生する低圧旋回渦を同定するための手法の説明および検証結果を示す。まず、従来の圧力断面極小旋回法の方法を示し、要請から改良すべき点を明らかにする。次に、改良すべき点を克服する方法について述べる。最後に、角柱周りの流れ場およびセダン周りの時間平均流れ場に適用し、本手法の検証を行う。

第 4 章では、本手法を様々な自動車空力問題に適用し、その実用性を実証する。まず、複雑な流れ場においても、本手法は自動的に渦およびそれらに関連する流れ場の抽出が可能であることを、フロントタイヤ周りの流れ場を例として示す。次に、本手法と領域型の渦同定手法と組み合わせることで、詳細な渦の考察が可能であることを、横風下で顕著な空気抵抗増加を引き起こす簡易自動車模型の後流渦、および並走条件下と横風条件下における簡易自動車模型の後流渦を例として示す。

第 5 章では、渦中心軸の断片化を改良するための手法を示す。渦中心軸の断片化を引き起こす高波数のノイズを削除するために、入力データにローパスフィルタの一種である **Implicit high-order filter** を用いた事例を述べる。

第 6 章において、本研究の結論を述べる。

なお、参考文献を巻末に掲載する。

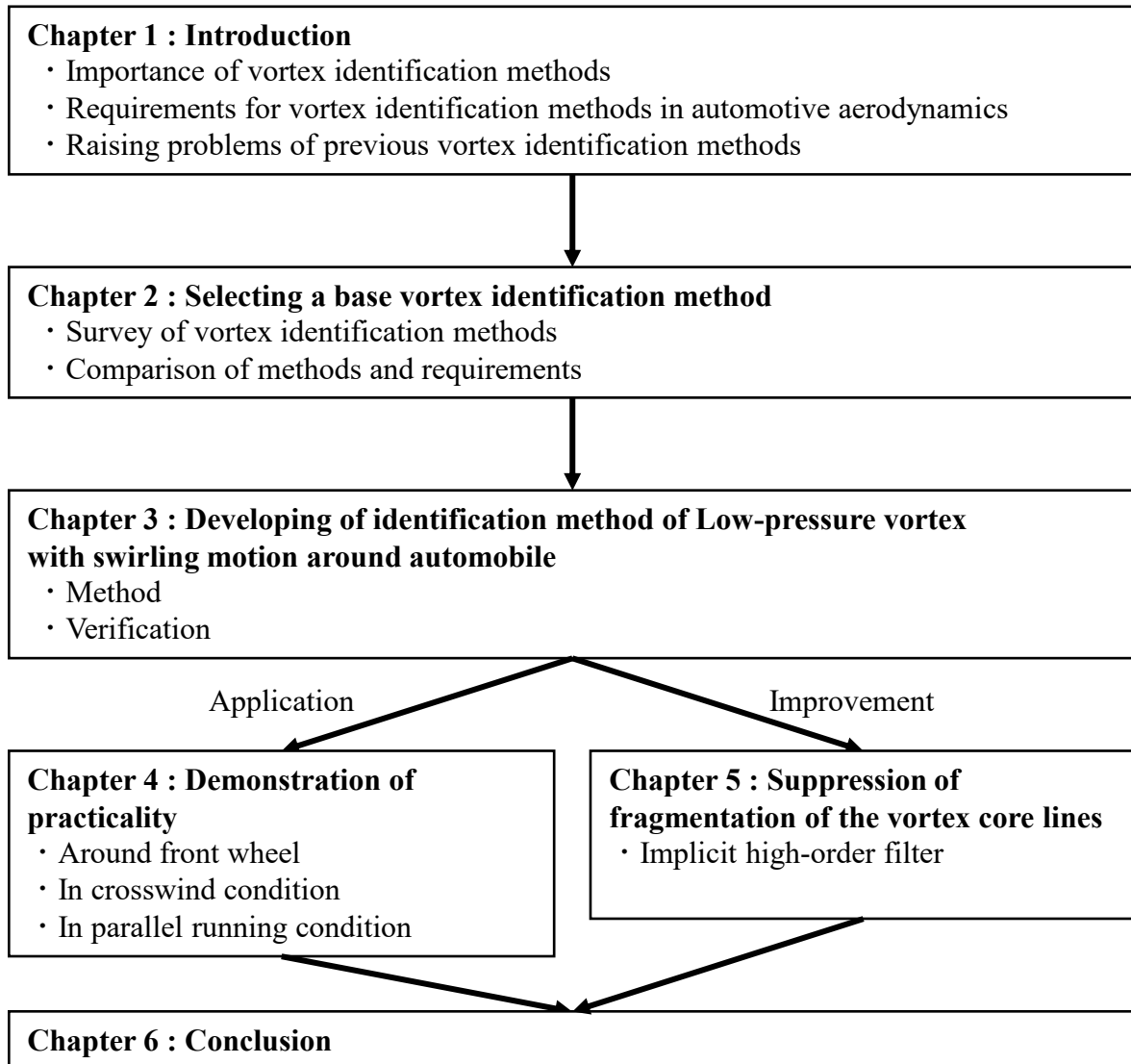


Fig. 1.4 Structure of this study

第2章 様々な渦同定手法と手法の選択

現在、数多くの渦同定手法が提案されており、多様な流れ場に対して適用されている。それらの手法は座標変換不変性[26]、適用できる空間次元[27]、定常または非定常での適用可能性[28]、等値面や線などによる可視化方法[29]、航空や海洋など適用された流れ場[30]など様々な観点からサーベイされた論文によってまとめられている。本章では、まず、渦を同定する方法として、渦領域型と渦中心型の観点から既往の渦同定手法について体系的に整理する。そして、それらの手法を前章で述べた自動車空力の渦同定手法に必要な要件と照らし合わせることで、本研究のベースとなる手法の選択を行う。

2.1 領域型

領域型の渦同定手法は、スカラーの物理量の等値面により渦の領域を同定する方法である。長所としては、3次元空間の大規模な渦を同定できること、また各格子におけるスカラー量のみを必要とするため実装が容易なことである[31]。そのため、自動車空力の分野で一般的に用いられる手法である。しかし、等値面の閾値によって渦領域が変わってしまうこと[24]、等値面同士が連結し、本来個別に存在する渦がまとまって同定されてしまう欠点もある。

2.1.1 圧力

圧力は、ある閾値以下となる圧力の等値面を可視化することで、低圧領域を同定することができる。圧力は、スカラー量であるため、どの座標変換に対しても不変である点が長所である。

ただし、非定常性や粘性の影響により、圧力の等値面が必ずしも圧力極小になるとは限らないことが指摘されている[32][33]。

2.1.2 総圧

総圧は、実験においても計測が容易であること、また空気抵抗に関与する流体の運動エネルギーの欠損を表すことから、自動車空力の分野において広く用いられている[34][35]。3次元空間の渦を同定する際のスカラー量としては、下記に示す総圧係数を用いることが一般的である。

$$C_{tp} = \frac{p + \frac{1}{2}\rho\mathbf{u}^2}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (2.1)$$

ここで、 p は無遠圧からの差圧、 ρ は密度、 \mathbf{u} は速度、 U_0 は代表速度である。

なお、総圧は、式(2.1)の通り、速度をそのまま定義式に用いているため、ガリレイ変換に対して不変でない点に注意が必要である。

2.1.3 渦度

渦度 $\boldsymbol{\omega}$ は,

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u} \quad (2.2)$$

で定義され, 渦度の主流方向成分, または渦度の自乗 $\boldsymbol{\omega}^2$ であるエンストロフィに対して, ある閾値以上の等値面を可視化する. 渦度テンソルは速度勾配テンソルの反対称部分であり, 流体要素の自転角速度という明確な物理的意味を持っている[32].

しかし, せん断においても渦度は値を持つため, 層状に分布するせん断領域も渦として同定する[27].

2.1.4 ヘリシティ

ヘリシティ h は, 以下のように定義され, ある閾値以上の等値面を可視化する.

$$h = \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} \quad (2.3)$$

ヘリシティが増加することは, 流れ方向に軸をもつ回転効果が強まる, いわゆる螺旋運動が強くなるという物理的意味を持っている[36]. また, 渦度の欠点であったせん断領域を除外して同定できる[26].

しかし, 速度をそのまま定義式に用いているため, ガリレイ変換に対する不変量ではない[37].

2.1.5 Q -criterion

Hunt は, 速度勾配テンソルの第二不変量 Q による方法を提案した[23]. 速度勾配テンソル \mathbf{W} , ひずみ速度テンソル \mathbf{S} , 渦度テンソル $\boldsymbol{\Omega}$ を

$$W_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.4)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.5)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.6)$$

とすると, 速度勾配テンソルの第二不変量 Q は, 非圧縮流体において,

$$Q = -\frac{1}{2} W_{ij} W_{ji} = \frac{1}{2} (\Omega_{ij} \Omega_{ji} - S_{ij} S_{ji}) = \frac{1}{2} \nabla^2 p \quad (2.7)$$

とかける. 式 (2.7) の 3 番目の等式から, ある閾値以上の等値面を可視化することは, ひずみ速度テンソルよりも渦度テンソルが卓越する領域を同定することに対応する. また, 単純なせん断流においては, この方法により管状の渦が同定できることが報告されている[38].

2.1.6 Δ -criterion

Chong らは、速度 0 となる特異点周りの級数展開の性質を利用した特異点理論に基づき、流線が螺旋状となる領域を抽出する方法としてスカラー量 Δ を提案した[39]. 速度勾配テンソルが複素固有値を持つとき、流線は螺旋状になる. そこで、速度勾配テンソルが複素固有値を持つ条件式に着目し、 Δ を、

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 - \left(\frac{1}{2}R\right)^2 \quad (2.8)$$

と定義した. ここで、 R は速度勾配テンソルの行列式である. $\Delta > 0$ のとき、流線は螺旋状となる.

2.1.7 λ_{ci} -criterion

Zhou らは、速度勾配テンソルの複素固有 $\lambda_{cr} \pm i \lambda_{ci}$ の虚部 λ_{ci} が十分大きい領域を渦とする方法を提案した[40]. しかし、過剰に渦領域を抽出してしまう欠点が指摘されている[26]. そこで、Chakraborty らは、式 (2.9) で示すように、実部と虚部の比を取り、閾値 C より小さい領域を同定することで、過剰な渦領域の評価を抑制する方法を提案した[41].

$$\frac{\lambda_{cr}}{\lambda_{ci}} < C \quad (2.9)$$

2.1.8 λ_2 -criterion

流体粒子に働く力において、圧力勾配が卓越する場合は、圧力勾配が旋回運動の向心力を担うため、旋回運動の中心では圧力が低くなる. しかし、非定常性や粘性の影響が強い流れ場では、それらが低圧領域の抽出を妨げる可能性がある. そこで、Jeong and Hussian は、非定常性や粘性の影響を取り除いた方法を提案した[42]. 非圧縮のナビエストークス方程式の非定常項と粘性項を無視し、両辺の勾配を取ると、

$$T_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_i} p' = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_k} u_k u_i = \Omega_{ik} \Omega_{kj} + S_{ik} S_{kj} \quad (2.10)$$

とかける. ここで p' は仮の圧力であり、非定常項と粘性項を無視しているため、本来の圧力 p とは異なることを強調するために導入した. p' のヘシアン \mathbf{T} の 3 つの実固有値 $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ について、 $\lambda_2 < 0$ となれば、 p' は極小値を持つ. $\lambda_2 = 0$ の等値面を可視化すれば、仮の圧力が極小となる領域を抽出できるが、等値面が空間を広く覆ってしまう. そのため、実用上では、 λ_2 のある閾値以下の等値面を可視化する方法が用いられる.

この方法は、 λ_2 の物理的意味が明確でない点が欠点である. また、 p' を本来の圧力 p とみなすのであれば、ひずみ速度テンソルが移流拡散方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_k} u_k - \nu \frac{\partial^2}{\partial x_k^2}\right) S_{ij} = 0 \quad (2.11)$$

に従わざるを得ないことになってしまう[32].

2.2 渦中心型（流線トポロジー型）

渦中心型の渦同定手法は、渦の中心軸を線で同定する方法である。長所としては、等値面で埋もれてしまうような小さな渦を同定できる点である。しかし、複雑な流れ場において、渦中心軸が断片化しやすいことが指摘されている[43]。そのため渦の同定が困難な場合がある。また、領域型と比較してアルゴリズムが複雑なため、実装が容易でないことがあげられる[31]。本節では、渦中心型でも流線のトポロジーを利用した方法について述べる。

2.2.1 Reduced velocity 法

Sudaji and Haines は Reduced velocity（減衰速度）法を提案した[25]。旋回を中心は、旋回平面上の速度が0になる、言い換えると旋回平面に垂直な速度成分のみを持つことに着目している。

まず、速度勾配テンソルの固有値を計算する。速度勾配テンソルのある1つの固有値 λ_1 が実数で、残り2つの固有値が複素数の場合、固有値 λ_1 に対応する固有ベクトル \mathbf{e}_1 に垂直な平面上で、流線は螺旋状になる[39]。その平面上に射影した速度は減衰速度 \mathbf{u}_{red} と呼ばれ、

$$\mathbf{u}_{\text{red}} = \mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_1) \cdot \mathbf{e}_1 \quad (2.12)$$

と求めることができる（図 2.1 参照）。

次に、減衰速度は、格子点を原点したときの位置 $\mathbf{x} = (x, y, z)$ で線形補間できる仮定する。

$$u_{i \text{ red}} = a_i + b_i x + c_i y + d_i z \quad (2.13)$$

ここで、添え字 i は1から3までをとり、 $\mathbf{u}_{\text{red}} = (u_{1 \text{ red}}, u_{2 \text{ red}}, u_{3 \text{ red}})$ を表す。また、 a, b, c, d は係数である。渦の中心では、減衰速度が0となるため、

$$0 = a_i + b_i x + c_i y + d_i z \quad (2.14)$$

とかける。この時、 $i=1,2$ について、係数を求めると、2つの平面が求められる。この交線が格子の表面と2点で交わるとき、渦中心軸として同定する。

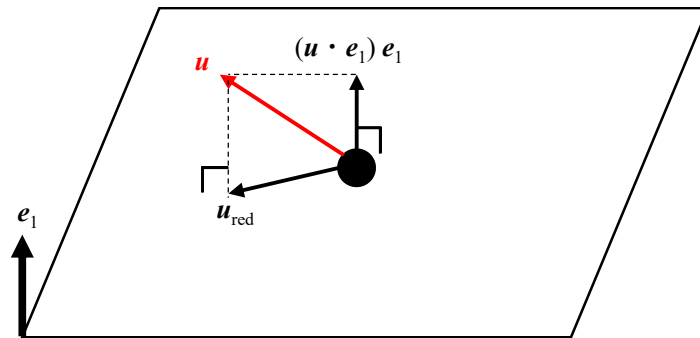


Fig. 2.1 Reduced velocity \mathbf{u}_{red}

Reduced velocity 法は，渦中心型の手法では比較的アルゴリズムが容易であり，並列計算が可能な点から多くの商用流れ場可視化ソフトに実装されている。

一方，2つの平面の交線を利用していることから，高い曲率を有する渦中心軸の同定は困難であった。そこで，Roth and Peikert は，加速度の時間微分を導入する高次微分法を提案し，曲率の高い渦中心軸の同定を可能にした[44]。また，Reduced velocity 法は，式 (2.12) の通り，速度をそのまま定義式に用いているため，ガリレイ変換に対して不変でない点に注意が必要である。

2.2.2 Sawada 法

Sawada は，特異点理論を局所的に適用し，流れ場を四面体内部で線形近似し，渦中心に対する直線の式を解析的に求める渦の中心軸を同定する方法を提案した[45]。

この方法を用いて，デルタ翼[46]，プロペラファン[47][48]，ポンプ吸い込み水槽[49]などの渦同定を行った事例が報告されている。

2.3 渦中心型（スカラー極値型）

本節では、スカラー量の極大また極小値を利用して渦の中心軸を同定する方法について述べる。

2.3.1 Prediction-Correction 法

Banks and Singer は、Prediction-Correction（予測-修正）法を提案した[50]。この方法は、ある点から出発し、圧力の極小点を探索しながら徐々に中心軸を成長させるため、別名 Growing skelton 法とも呼ばれている。具体的な手順を以下に示す（図 2.2 参照）。

(0) 出発点となる格子点を特定する。ここでは、最も圧力の低い点とする。

【予測フェーズ】

(1) 特定された点を P_i とし、その点から渦度ベクトル ω_i の方向に線を延長していく。

(2) 延長した線がぶつかる格子点の中心を P'_{i+1} とする。

【修正フェーズ】

(3) 点 P'_{i+1} の渦度ベクトル ω'_{i+1} の求める。

(4) ω'_{i+1} に垂直な平面で、2 次元的な圧力極小となる点を P_{i+1} を求め、点 P_i と線で結ぶ。この線を渦中心軸とする。

(1)から(4)を繰り返す。

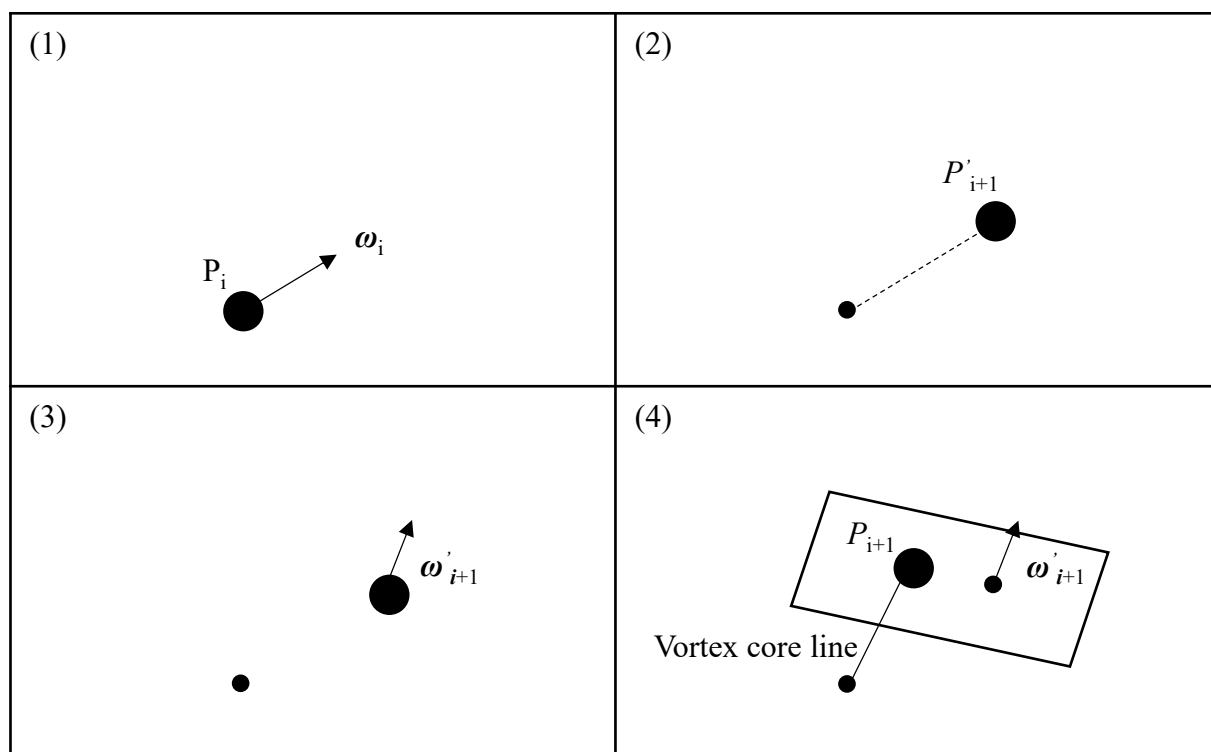


Fig. 2.2 Schematic of Prediction-Correction method

Prediction-Correction 法は、多くの改良手法が存在する。Jankun-Kelly らは、低圧旋回渦を同定するために旋回パラメータ[51]を組み合わせ、さらに非構造格子にも対応できるよう手法を拡張した[52]。Schafhitzel らは、渦中心軸のロバスト性を高めるために、圧力ではなく ω_2 を用いることを提案した[53]。Schindler らは、粒子法の 1 つである Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法のデータに対しても Prediction-Correction 法が適用できるよう改良を行った[54]。

また、この方法は、基礎的な流れであるチャンネル乱流[55]から、大気ジェットストリーム[56]や鋸歯状翼[57]、バブルチャンバー内部[43]など応用流れに広く適用されている。

ただし、渦中心軸を 1 本ごとに成長させていくため、並列計算が困難な点が指摘されている[58]。

2.3.2 圧力断面極小旋回法

Miura and Kida は圧力断面極小旋回法を提案した[59][60]。この方法は、各格子点において、圧力が 2 次元な極小値を持ち、かつ流線のトポロジーが楕円となる旋回条件を満たす渦中心点を求め、それらをつなぎ合わせて低圧旋回渦の渦中心軸を同定する手法である。そのため、Prediction-Correction 法と比べて、並列計算が容易である。詳細な方法については、次章 3.1 にて述べる。

この方法は、主に乱流の基礎研究である一様等方乱流で用いられており、低圧旋回渦の詳細な特徴が議論されている。例えば、渦中心軸の周辺にはそれを螺旋状に取り巻く 2 つの層である Double spirals 構造が観察された[61]。さらに近年では、空間にバンドパスフィルタをかけ、各階層での渦の特徴が報告されている[62]。

そして、この手法の最大の特徴は、渦の定量的な分析を行った実績を有する点である。例えば、一様等方乱流中の各渦の半径の確率分布[60]や渦の体積や循環、エネルギー散逸の総和のレイノルズ数依存性[63]が議論されている。また、伸張による渦中心軸の長さは時間とともに指数関数的に増加することが報告されている[64]。

ただし、圧力極小旋回法は、一様等方乱流を対象としているため、直交格子のみで適用可能である。

2.4 手法の選択

本節では、これまで提案された様々な渦同定手法に対して、自動車空力の要請と照らし合わせることで、本研究のベースとなる手法の選択を行う。

まず、領域型は、等値面が連結することで、複数の渦が一体となって同定される。そのため、渦と空気抵抗の定量的な関係を明らかにするための要請（1.1.5 参照）の1つである、複雑な流れ場における渦の個別同定を満たさないことから除外する。

次に、渦中心型の各手法について、自動車空力の要請に対する適合性を表 2.1 に示す。低圧旋回渦の同定とガリレイ変換不変性の物理的要請は満足する必要があるため、Prediction-Correction 法か圧力断面極小旋回法に絞られる。また、実用上の要請から、並列計算による高速処理が可能であること、そして、渦と空気抵抗の定量的な関係を明らかにするための要請の1つである渦の定量化にも適していることから、本研究では圧力断面極小旋回法をベースとなる手法として選択する。

よって、本研究は、圧力断面極小旋回法を非構造格子でも適用可能にすること、渦中心型の同定手法全般で指摘されている渦中心軸の断片化の抑制を目的に、次章より圧力断面極小旋回法の改良を行うこととする。

Table 2.1 Evaluation of suitability of vortex identification methods for automobile aerodynamic requirements

Method	Requirements on the vortex identification method in the field of vehicle aerodynamics					
	Low-pressure vortex with swirling motion	Galilean invariant	Individual identification of vortices	Achievements in quantification of vortices	Applicable to unstructured grid	Compatibility with parallel computing
Reduced velocity					○	○
Sawada					Tetrahedron only	○
Prediction-Correction	○	○	○		○	
Sectional-Pressure-Minimum-and-Swirl	○	○	○	○		○

第3章 自動車周りに発生する低圧旋回渦の同定手法の開発

前章では、様々な渦同定手法を自動車空力の渦同定手法に必要な要件と照らし合わせることで、本研究のベースとなる手法として圧力断面極小旋回法を採用した。本章では、まず圧力断面極小旋回法について説明する。次に、圧力断面極小旋回法を自動車空力に適用する際の課題およびその対策を述べる。その後、開発した手法の検証として、角柱のカルマン渦およびセダン周りの流れ場に対して適応した結果と考察を述べる。

3.1 圧力断面極小旋回法

圧力断面極小旋回法は、一様等方乱流中の低圧旋回渦の中心軸を同定するために、三浦・木田によって開発された手法である[59][60]。この手法は、渦中心点の位置を決定するステップ、渦中心点同士を結合して渦中心軸を構築するステップから成る。

3.1.1 渦中心点の位置の決定

まず、圧力が2次の極小値となる点を求める。任意の位置 \mathbf{x} における圧力 p は、格子点の位置 \mathbf{X} で2次までテイラー展開することにより求められる。

$$p(\mathbf{x}) = p(\mathbf{X}) + \frac{\partial p}{\partial x_i}(x_i - X_i) + \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}(x_i - X_i)(x_j - X_j) \quad (3.1)$$

ここで、同じ添え字の繰り返しについては、1から3まで和をとる。圧力ヘシアンが対称行列であると仮定すると、その固有値 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ は実数（ただし、 $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ ）となり、対応する固有ベクトル $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ は正規直交基底となる。そのため、式(3.1)は、座標変換をすることで標準形に変形できる。

$$p(\mathbf{x}') = \frac{\lambda_i}{2}(x'_i - C'_i)^2 + \text{const.} \quad (3.2)$$

\mathbf{x}' は座標変換後の基底で表現した位置ベクトル、 \mathbf{C}' は定ベクトルである。 $\lambda_2 > 0$ のとき、圧力は、図3.1のように \mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2 平面上の点 \mathbf{C}' で極小値を持つ。固有ベクトル \mathbf{e}_3 を渦軸の向きとし、 \mathbf{e}_3 に平行で点 \mathbf{C}' を通る直線上で、格子点 \mathbf{X} との距離が最短になる点を渦中心点の位置 \mathbf{C} とする。

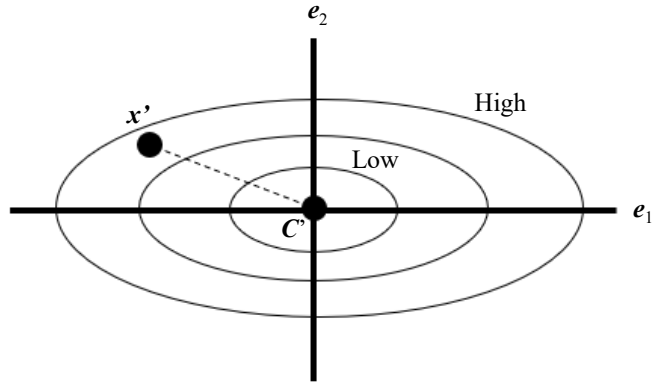


Fig. 3.1 Finding the minimum pressure point C' on the e_1 - e_2 plane given when $\lambda_2 > 0$; the thin lines represent contour lines of the pressure approximated by Eq. (3.2)

次に、渦中心点が格子中に存在する場合のみを抽出する。この理由は、渦中心点と格子点の距離を十分に小さくし、式 (3.1) テイラー展開の精度を保つためである。乱流の基礎研究では、一般的に直交格子が用いられる。そのため、渦中心点の格子の内外判定は容易であり、格子幅を Δ とすれば、すべての成分 i について、

$$|X_i - C_i| < \frac{1}{2}\Delta \quad (3.3)$$

を満たしていればよい。

最後に、 e_1 - e_2 平面上で旋回運動をしている渦中心点のみを抽出する。この条件を課す理由は、圧力が極小となる領域では、必ずしも旋回運動をしているとは限らないためである。そこで、旋回運動の条件として、 e_1 - e_2 平面上での流線が楕円であるという条件を課す。これは、 e_1 - e_2 平面上での速度勾配テンソル W' を用いて、以下に示す判別式 D が負であればよい。

$$D = \frac{1}{4}(W'_{11} - W'_{22})^2 + W'_{12}W'_{21} < 0 \quad (3.4)$$

3.1.2 渦中心軸の構築

前項で求めた渦中心点同士を結合して、渦中心軸を同定する。具体的には、最短距離にある渦中心点同士を結合することで、渦中心軸を構成する。

3.2 自動車空力への適用に向けた圧力断面極小旋回法の改良

前節で説明した乱流の基礎研究で用いられる圧力断面極小旋回法を、自動車周りの流れ場に適用するためには、非構造格子への拡張、渦中心軸の断片化の抑制が課題である。本研究では、これらの課題を解決するために、以下の方法を用いて、圧力断面極小旋回法の改良を行った。

3.2.1 非構造格子への拡張

自動車空力の数値計算では、複雑な車体形状を再現するために、一般的には非構造格子を用いる。そのため、渦中心点の格子の内外判定を非構造格子で行う必要がある。つまり、直交格子を想定した内外判定の式 (3.3) に変わる内外判定の方法を実装する必要がある。そこで、非構造格子での中心点の格子の内外判定を行うために、任意の多面体における点の内外判定が可能な球面投影法[65]を用いる。

まず、 n 面体を構成する i 番目の多角形を半径 1 の球面に投影し、その表面積を計算する。図 3.2 に、 m 角形の面を半径 1 の球面に投影した図を示す。 P_j は多面体の j 番目の頂点、 P'_j は球面上に投影された頂点、 Q は球面の中心である。球面上に投影された i 番目の多角形の表面積 s_i は、球面上での多角形の j 番目の頂点のなす角 θ_j を用いて、

$$s_i = \sum_{j=1}^m \theta_j - (m-2)\pi \quad (3.5)$$

とかける。 θ_j は、2つの三角形 $QP_{j-1}P_j$ 、 QP_jP_{j+1} のなす角に等しい。ゆえに、これらの三角形の単位法線ベクトルを \mathbf{n}_{j-1} 、 \mathbf{n}_j とすれば、

$$\theta_j = \arccos \mathbf{n}_{j-1} \cdot \mathbf{n}_j \quad (3.6)$$

で求めることができる。

次に、球面上に投影された全ての多角形の表面積の総和を求める。表面積の総和は理論的には 0 または 4π になるが、誤差を考慮して、式 (3.7) のように 2π 以上であれば、点は多面体の中にあると判定する。

$$\sum_{i=1}^n s_i > 2\pi \quad (3.7)$$

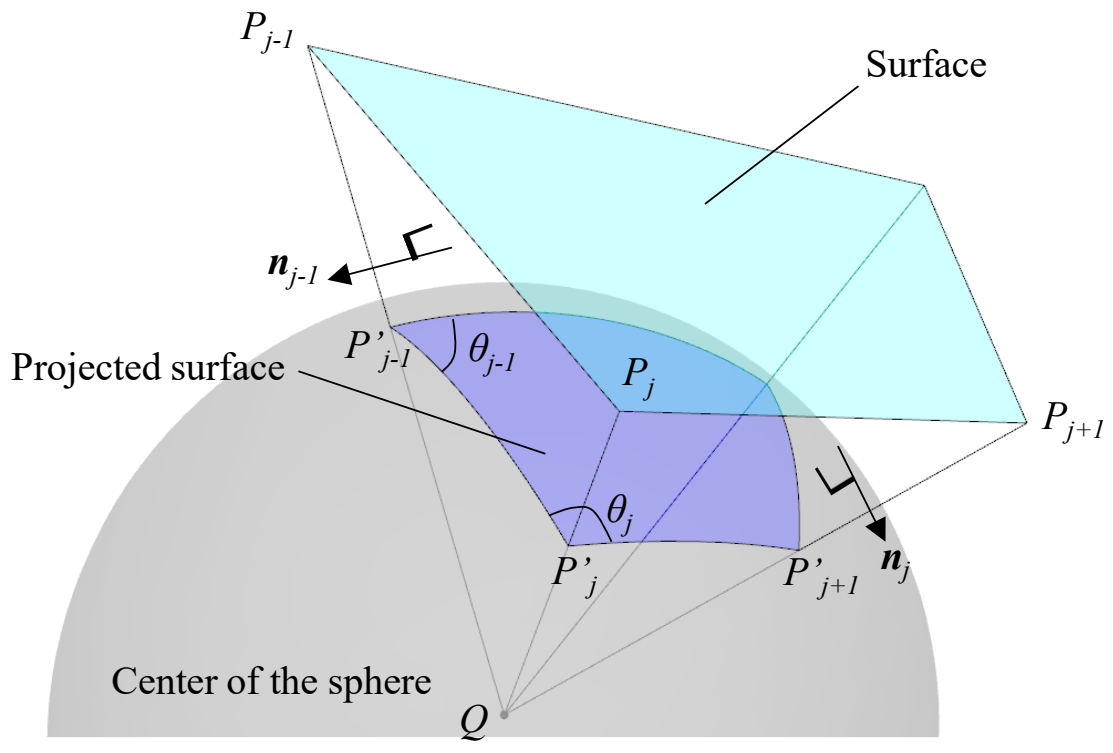


Fig. 3.2 The projected surface onto a sphere with a radius of 1; P' is the projected vertex of P

3.2.2 渦中心軸の断片化を抑制する方法

渦中心軸型の渦同定手法は、複雑な流れ場において、渦中心軸が断片化しやすい。そのため、渦の同定が困難になる場合がある。この原因は、主に2つあると考えられる。1つ目は、渦中心軸が最短距離同士の渦中心点の結合により構築される、つまり渦中心軸の構築が1方向のみで行われるためである。2つ目は、数値誤差による誤った渦中心点と結合してしまい、非物理的な曲線を形成してしまうためである。

渦中心軸の構築方向を増加させるため、図3.3に示すように、渦中心点を旋回平面 (e_1 - e_2 平面) の前後方向の2方向で接続する。

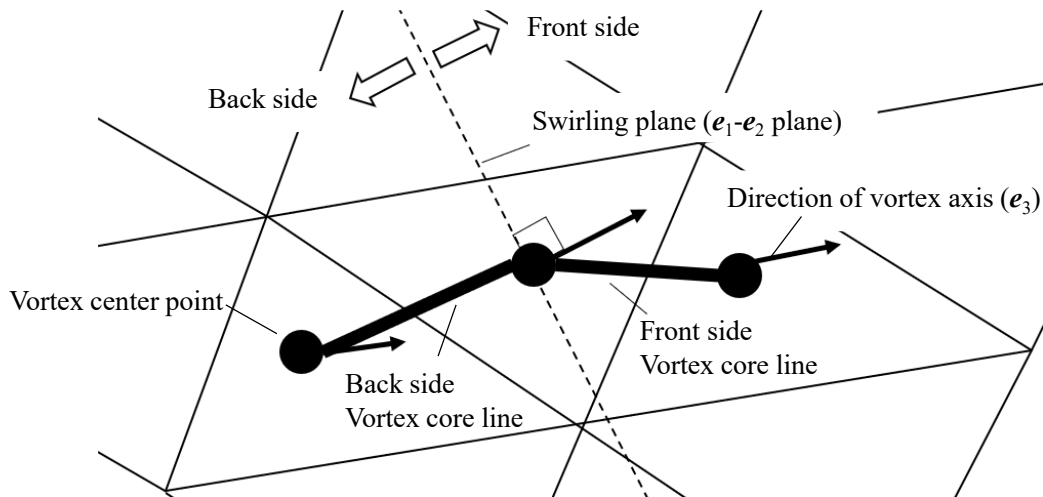


Fig. 3.3 Example of the vortex core line construction using two-dimensional unstructured grids

次に、誤った渦中心点との接続を防ぐために、接続された渦中心点は、以下に示す2つの角度条件を満たす最短距離点として定義する。図3.4に示すように、各渦軸方向間の角度を θ 、渦軸方向と渦中心軸間の角度を η とする。条件として、角度ごとに最大許容角度 θ_{max} と η_{max} を設定する。 θ_{max} を導入するという考えは、Banks and Singerの方法に基づいている[66]。 η_{max} を導入する目的は、数値誤差による渦の中心点の密集によって引き起こされる渦中心軸の非物理的な曲線を防ぐことである。角度の基準である θ_{max} と η_{max} を理論的に決定することは困難なため、単純な渦構造である角柱から放出されるカルマン渦を用いて、適切な値を次節にて決定する。

最後に、渦中心点が旋回平面の前後を相互に参照している場合のみを渦中心軸とする。これにより、渦中心軸の分岐を防ぐ。

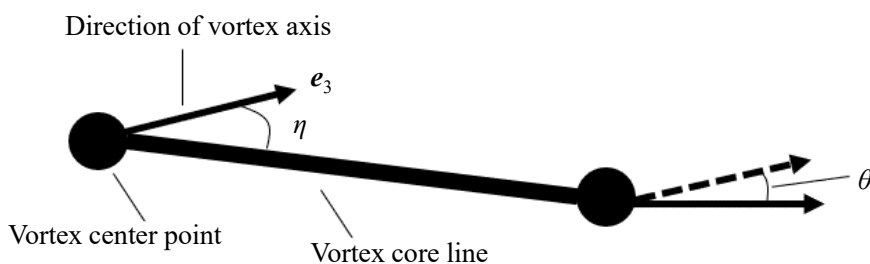


Fig. 3.4 Angular conditions to prevent the fragmentation of the vortex core lines due to the combination with the wrong vortex center point

3.3 角柱のカルマン渦による基礎検証

本節では、基本的な流れ場の1つである、角柱のカルマン渦を用いて、基礎検証を行う。具体的には、前節で提案した角度パラメータの決定、低圧旋回渦の同定および非構造格子について検証する。

3.3.1 データセット—角柱周りの流れ場の数値計算

ソルバーとして OpenFOAMv1606+ を用いて、非圧縮性流れの直接数値シミュレーションを行った。主流速度 U_0 と角柱の幅 B に基づくレイノルズ数は 175 であった。計算領域と境界条件の設定を図 3.5 に示す。計算領域である長方形の縦、横、高さをそれぞれ $24B$, $10B$, $6B$ とした[67]。流入条件は速度 U_0 の一様流、流出条件は勾配ゼロ条件、角柱の表面はノースリップ条件、天井、壁面および床面はフリースリップ条件とした。

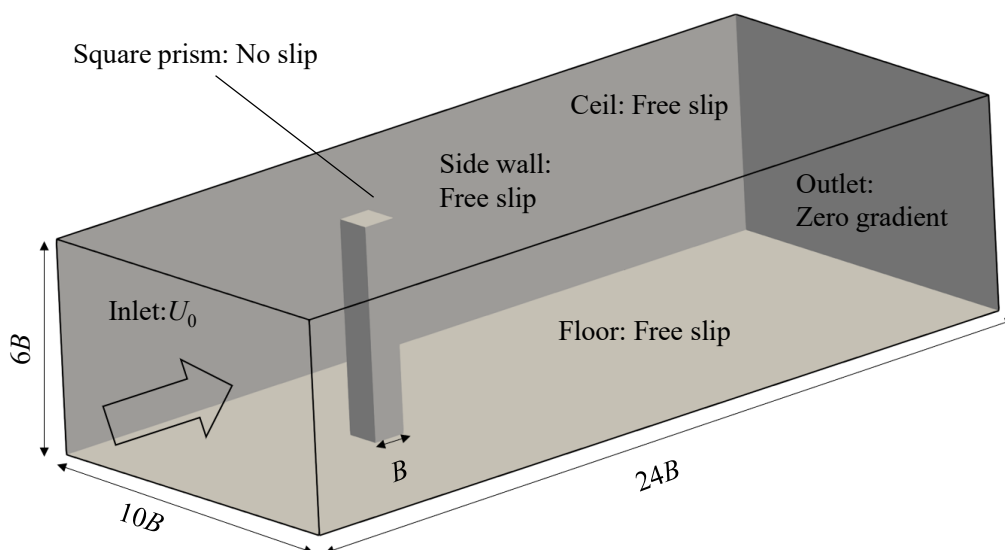


Fig. 3.5 Computational domain and boundary conditions of the square prism

本手法が従来手法と同じ渦中心軸を同定できているか検証するために，図 3.6 に示す 2 つの計算格子を用いた．図 3.6a に示す構造格子は，1 辺の長さが $0.1B$ の立方体，143 万個で構成されている．構造格子にて流れ場を計算し，得られた物理量を，図 3.6b に示す非構造格子へマッピングした．非構造格子は，1010 万個の四面体で構成されている．

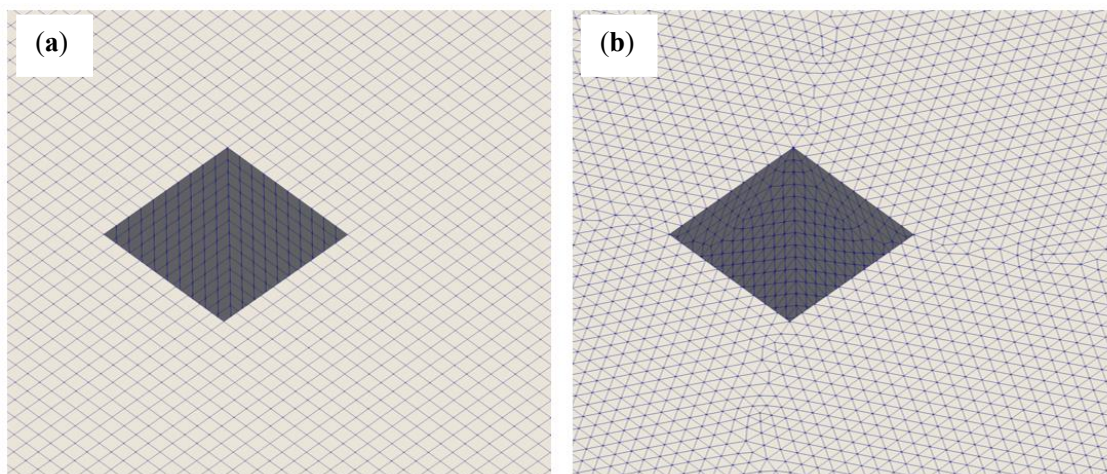


Fig. 3.6 Computational grid around the square cylinder: **a** structured grids; **b** unstructured grids

3.3.2 渦同定手法の設定

断片化することなく渦中心軸を同定できるかどうかを判断するために、渦中心軸の長さが $0.59 B$ 以上の渦中心軸のみを抽出した。床面および天井に接する格子点に渦中心点ができると仮定すると、渦中心軸の長さは、高さ $0.6 B$ から $0.01 B$ を引いた値となるためである。

3.3.3 角度パラメータの選定

各渦軸方向間の角度 θ 、渦軸方向と渦中心軸の角度 η に対する最大許容角度 θ_{\max} と η_{\max} を決定するために、パラメータスタディを行った。

図 3.7 に非構造格子上での速度勾配テンソルの第二不変量 $Q = 7.5 \times 10^{-5}$ の等値面を示す。この結果より、7つのカルマン渦が存在していることが分かる。

表 3.1 に、各渦軸の方向間の最大許容角度 θ_{\max} と、渦軸の方向と渦中心軸間の最大許容角度 η_{\max} の組み合わせによって同定される渦中心軸の本数を示す。本数が 7 であることは、全てのカルマン渦が同定できていることを意味する。一方で、本数が 6 であることは、渦中心軸が断片化されており、渦中心点の個数による閾値によって現れなかったことに対応する。この結果より、 θ_{\max} は 20° 以上、 η_{\max} は 40° 以上が必要であることが分かった。

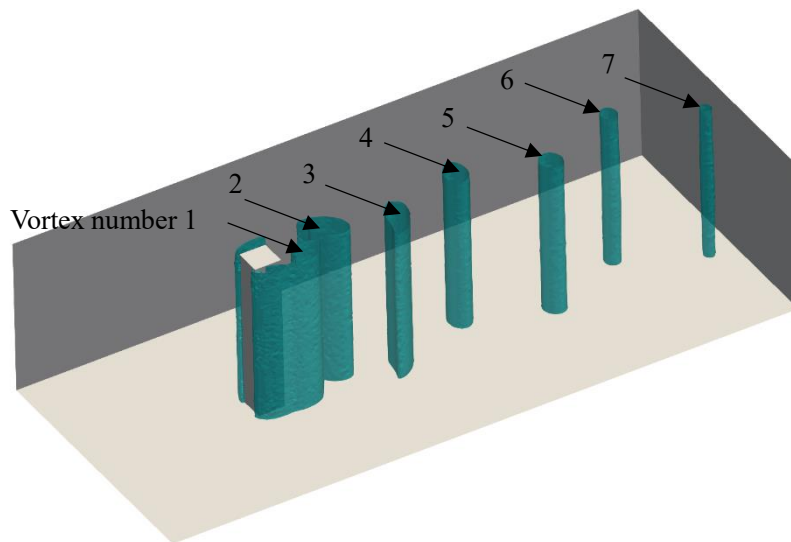


Fig. 3.7 Von Kármán vortices identified by the isosurface of $Q = 7.5 \times 10^{-5}$ on the unstructured grids

Table 3.1 Number of the vortex core lines identified by the combination of θ_{\max} and η_{\max}

$\eta_{\max} \backslash \theta_{\max}$	20°	40°	60°
20°	6	6	6
40°	7	7	7
60°	7	7	7

3.3.4 低圧旋回渦の同定の検証

本手法が低圧旋回渦を同定できているか検証するために、周囲より圧力が低い領域を渦中心軸が通過しているか、渦中心軸の周辺の流れが旋回しているかを確認した。

図 3.8a に、計算領域の中心高さでの圧力コンターと渦中心軸を示す。渦中心軸は、圧力が周囲よりも低い領域を貫いていることが分かる。図 3.8b に、計算領域の中心高さにおける、主流速度 U_0 で移動する座標系からみた速度ベクトルと渦中心軸を示す。赤点は、渦中心軸と計算領域の中心高さにおける平面との交点を表している。交点近傍の速度ベクトルが、円状に分布していることが分かる。つまり、渦中心軸の周囲の流れは、旋回運動していると言える。ところで、2 次的な圧力極小となる渦中心軸と旋回運動の中心が必ずしも一致しないことが分かる。

以上の結果より、本手法は低圧旋回渦を同定できると言える。

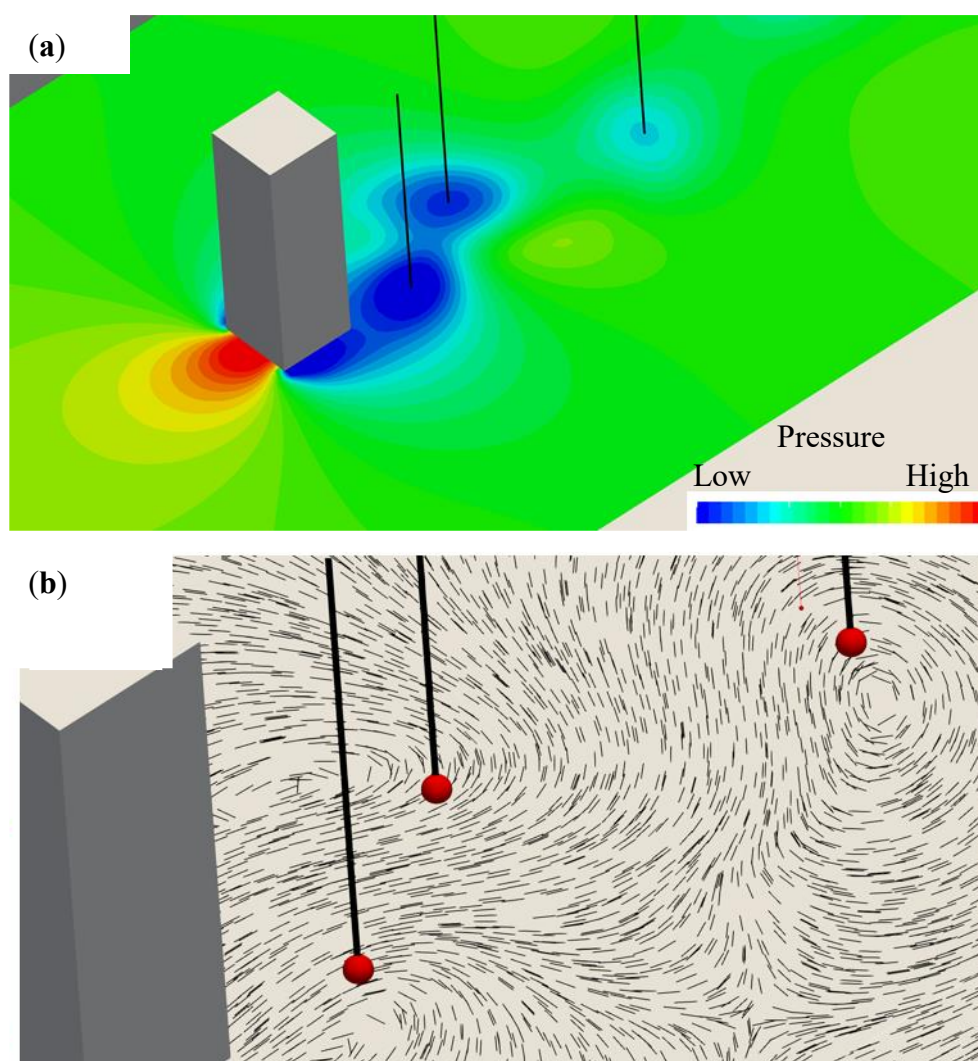


Fig. 3.8 Vortex core lines (black lines): **a** pressure contour at the center of the computational domain; **b** velocity vectors (thin black lines) of the coordinate system moving with the mainstream velocity U_0 at the center height of the computational domain and the intersections (red points) of the vortex core lines and the plane of the center height of the computational domain

3.3.5 非構造格子での検証

本手法が従来手法と同じ渦中心軸を同定しているかを確認するために、計算領域の中心高さにおける、従来手法と本手法の両方で同定された渦中心軸間の距離を評価した。従来手法は構造格子の流れ場に対して、本手法は、構造格子の流れ場をマッピングした非構造格子に対して適用した。 i 番目の渦中心間の距離 d_i は、以下のように定義した。

$$d_i = \frac{|\mathbf{a}_i - \mathbf{a}'_i|}{\Delta} \quad (3.8)$$

ここで、距離は構造格子の格子幅 Δ で規格化している。 \mathbf{a}_i と \mathbf{a}'_i は、従来手法と本手法による計算領域の中心高さでの i 番目の渦中心軸の位置である。1つの格子に最大でも1つの渦中心点しかないため、距離 d_i が1よりも小さい場合は、同じ渦を同定していると考えられる。

図3.9に各渦における渦中心間の距離 d_i を示す。横軸の渦番号は図3.7に示した渦に対応している。グラフより、渦中心間の距離 d_i は1よりも十分に小さいことが分かる。ただし、構造格子で計算した流れ場を非構造格子にマッピングしているため、渦中心間の距離 d_i は0にはならないことに注意する。よって、本手法は従来手法と同じ渦を同定していると解釈できる。この結果より、本手法は非構造格子に拡張できていると言える。

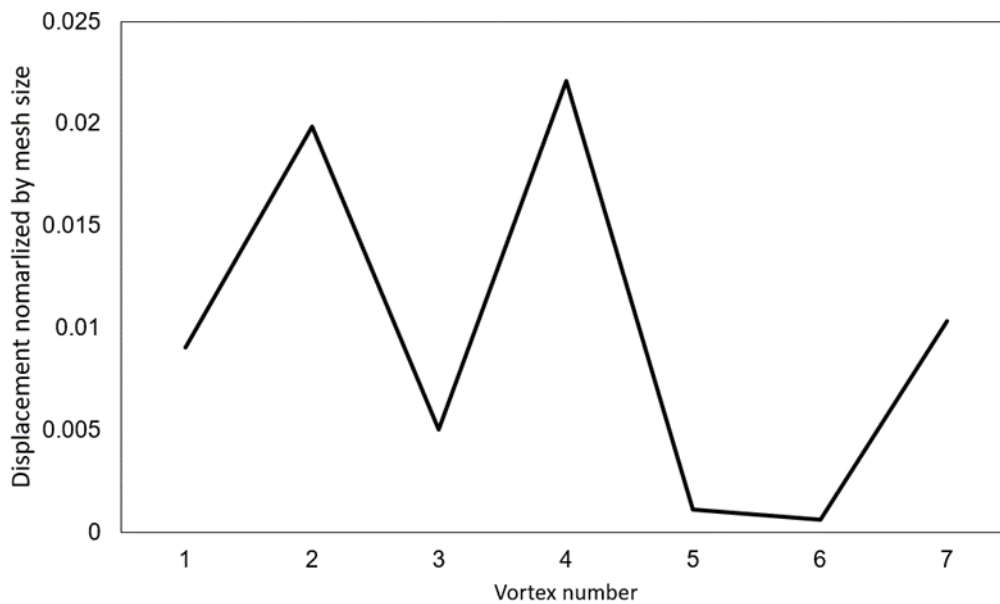


Fig. 3.9 Distance d_i between the vortex core lines identified by the existing method and proposed method, normalized by the structured grid width

3.4 自動車周りの流れ場での検証

3.4.1 データセット—セダン周りの流れ場の数値計算

図 3.10 に、数値計算に用いたセダン型の車両形状を示す。車長 L 、車幅 W 、車高 H は、それぞれ 4.665、1.775、1.595 m であった。

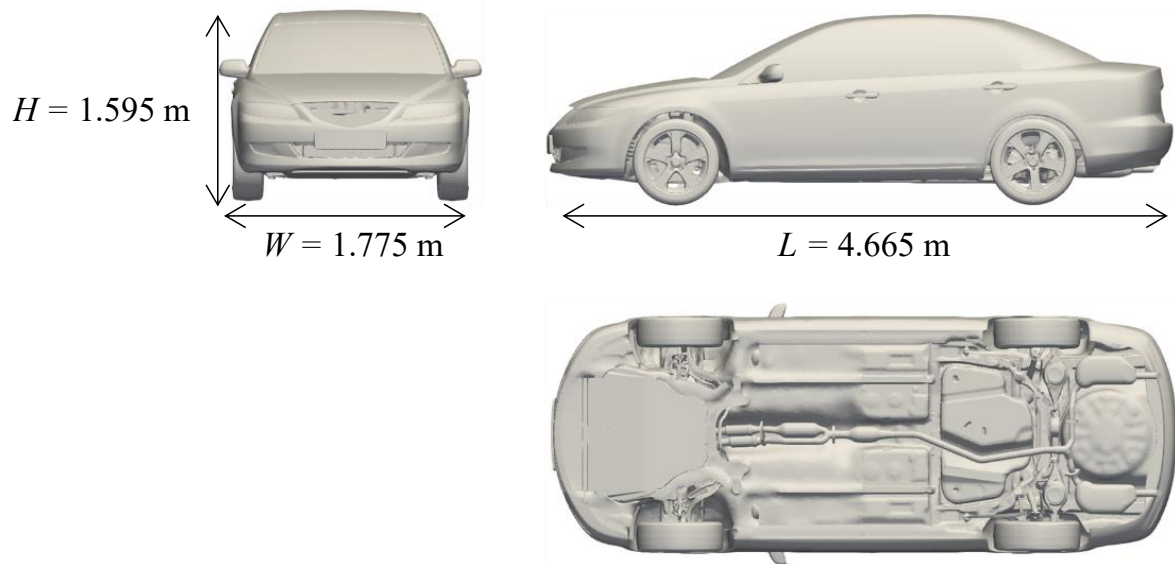


Fig 3.10 Three orthogonal views of a sedan

数値計算の実行には、非構造格子の節点中心有限体積法に基づく FrontFlow/red[68]を用いた。計算スキームは、Nakashima らの設定[69]を用い、以下に詳細を示す。乱流モデルは、Large-Eddy-Simulation (LES) とし、サブグリッドスケールの渦粘性には標準スマゴリンスキーモデルを用いた。空間の離散化スキームには2次精度中心差分を用い、数値振動を抑制するため、対流項には5%の1次精度風上差分をブレンドした混合スキームを用いた。時間積分には、1次精度のオイラー陰解法を用いた。圧力と速度のカップリングには、simplified marker and cell (SMAC) 法を用いた。

図 3.11 に計算領域、計算格子および境界条件を示す。計算格子は、4450 万の主に四面体格子で構成されている。流入一様流速 $U_0 = 27.78 \text{ m/s}$ とし、代表長さを車長 L にした際のレイノルズ数は 8.55×10^6 であった。移動する地面を模擬するために、地面の境界条件は U_0 とした。タイヤの回転を模擬するために、タイヤの接線方向の境界条件として回転速度を与えた。

時間ステップ Δt は $5.0 \times 10^{-5} \text{ s}$ とし、実時間で 7 s の時間平均場を得た。

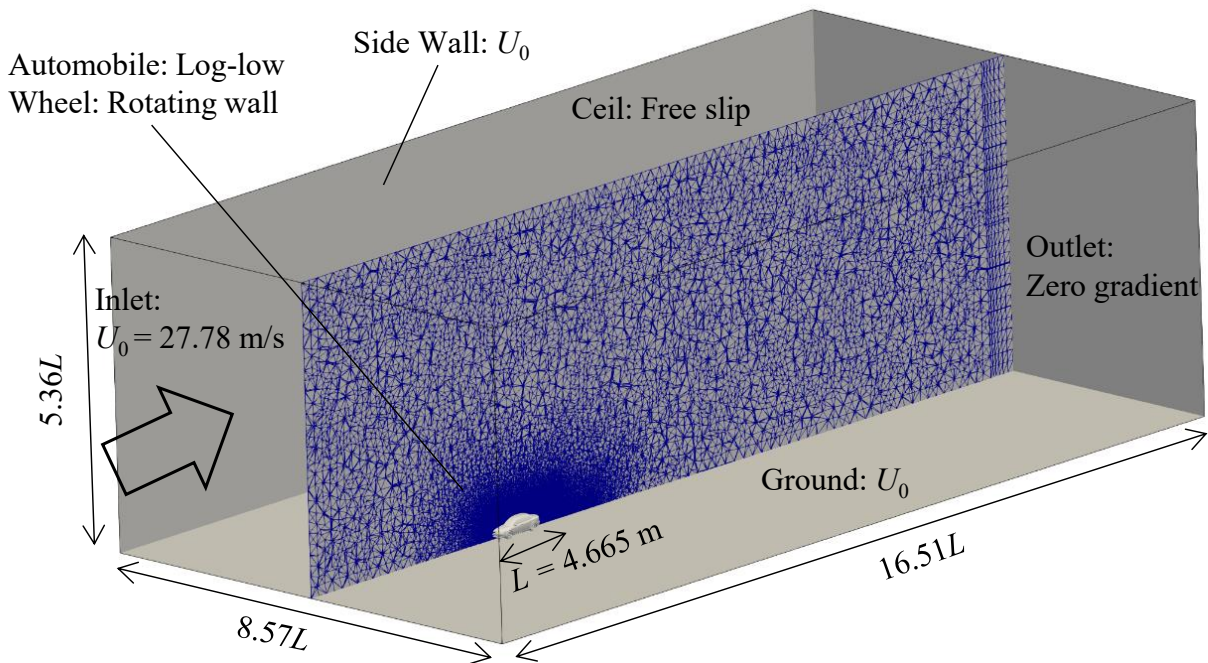


Fig. 3.11 Computational domain, grid, and boundary conditions

3.4.2 渦同定手法の設定

本手法における最大許容角度は、それぞれ $\theta_{\max} = 20^\circ$ 、 $\eta_{\max} = 40^\circ$ とした。自動車空力の数値計算で、数値誤差によりノイズとなる渦中心軸が同定される場合がある。このような渦中心軸を除外するために、渦中心点が8個以上で構成される渦中心軸を抽出した。

3.4.3 結果：渦中心軸の断片化の改善

本項では、従来手法と比較して、本手法により渦中心軸の断片化が抑制されているかを検証する。なお、従来手法は構造格子を前提としているため、非構造格子を用いた自動車空力の流れ場には適用できない。そのため、従来手法に非構造格子への拡張アルゴリズム（3.2.1 参照）を実装し、従来手法と本手法との比較を行った。

図 3.12 に、従来手法と本手法によって渦中心軸を同定した結果を示す。本手法は、従来手法と比べて、渦中心軸の断片化が抑制されていることが分かる。さらに、本手法の渦中心軸の本数は、従来手法のその2%であった。渦中心軸の減少は、渦中心軸の断片化が抑制されていることを定量的に示している。以上の結果より、本手法は、従来手法と比較して渦中心軸の断片化が抑制できている。

しかし、図 3.12b に示す本手法の渦中心軸は、後曳き渦などで渦中心軸の断片化が依然として生じている。この原因は、数値誤差による渦中心点の密集や格子幅の最小空間スケールから計算領域の最大スケールまでの渦を捉えているためと考えられる。

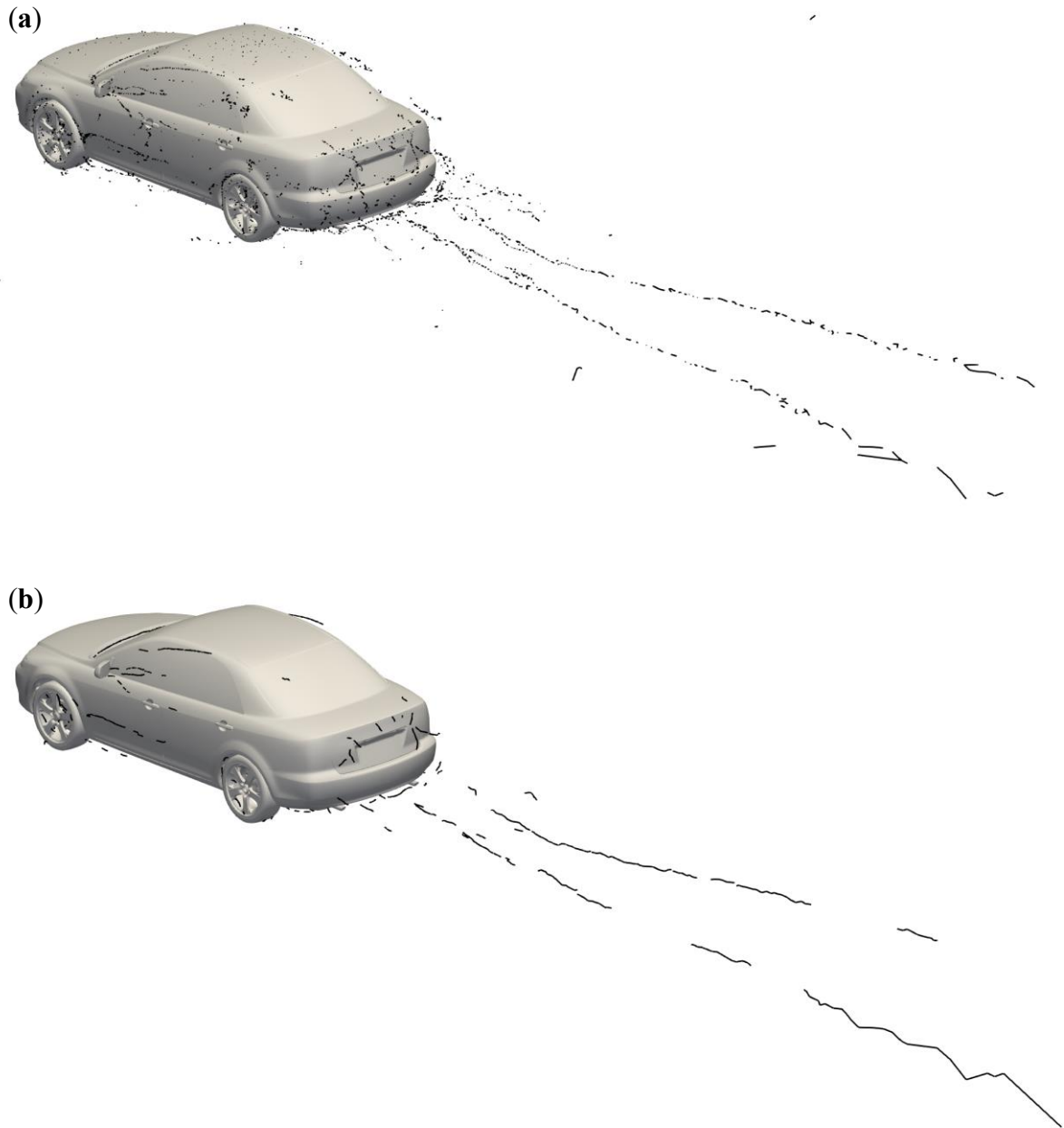


Fig. 3.12 Vortex core lines around the sedan, as obtained by: **a** existing method; **b** proposed method

3.4.4 既知の渦構造の再現性

図 3.13 に、速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q の等値面と本手法による渦中心軸の可視化結果を示す。管状となる Q の等値面は、自動車周りに発生するピラー渦、ボディサイド渦、床下渦、後曳き渦といった 4 つの特徴的な渦[15]を再現することが知られている。渦中心軸は、特徴的な渦に対応する管状の等値面の中に存在していることが分かる。したがって、本手法は自動車周りの特徴的な渦を再現できる。

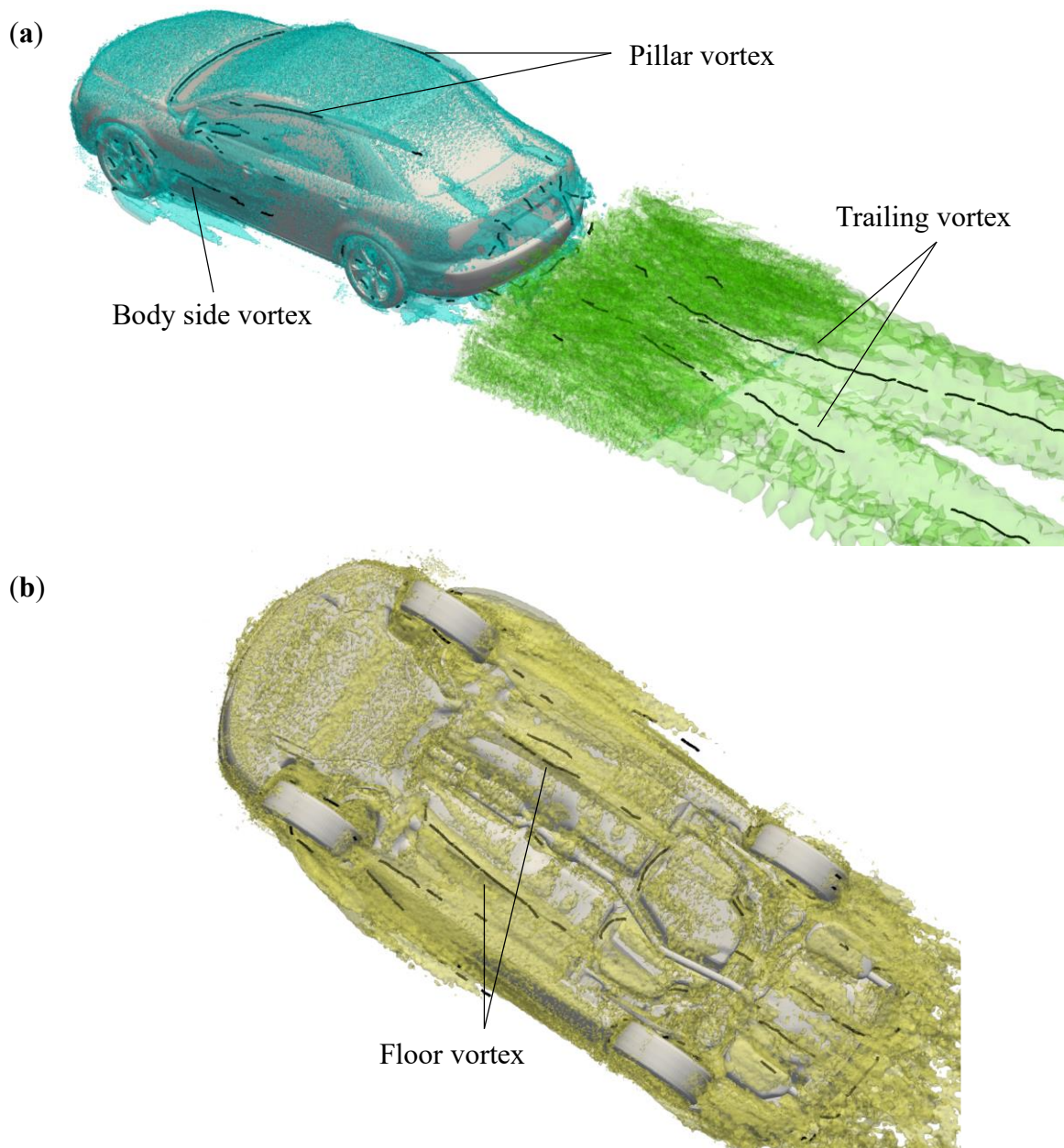


Fig. 3.13 The isosurfaces of Q and the vortex core lines obtained using the proposed method: **a** three characteristic vortex structures, which represent by the blue and green isosurfaces corresponding to $Q=2,500$ and $Q=50$, respectively; **b** a characteristic vortex structure under the floor, which represents by the yellow isosurface corresponding to $Q=1,200$

3.4.5 本手法と一般的な従来手法との比較

図 3.14 に、フロントタイヤ周りにおける、速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q の等値面、Reduced velocity 法および本手法による渦中心軸の同定結果を示す。図 3.14a の Q の等値面は、車両の表面に等値面がまばらに付着し、さらに管状の等値面が連結していることが分かる。図 3.14b の Reduced velocity 法は、渦中心軸が断片化していることが分かる。さらに、ボディサイド渦を捉えられなかった。一方、図 3.14c の本手法では、ボディサイド渦を捉えていることが分かる。また、本手法の渦中心軸の本数は、Reduced velocity 法に対して 8%であった。よって、本手法は渦中心軸の断片化を抑制できていると言える。以上の結果から、本手法は、自動車空力の分野で一般的に用いられる渦同定手法と比較して、渦をよりよく同定できると言える。

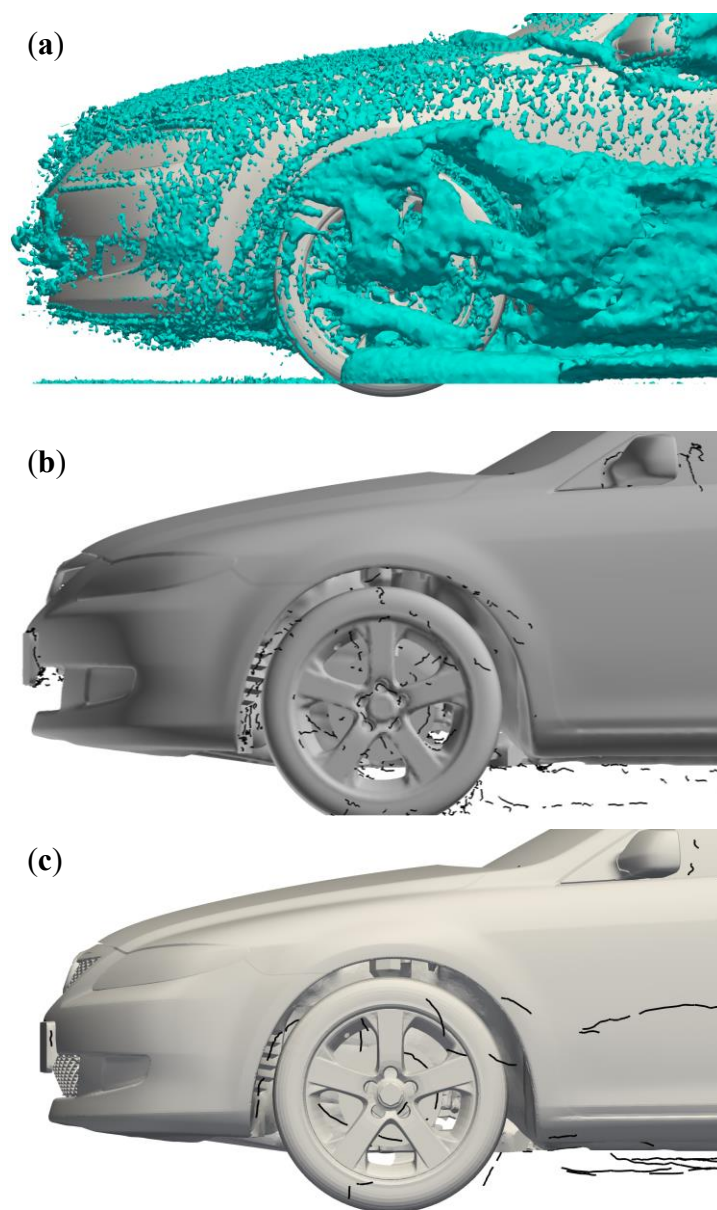


Fig. 3.14 Vortex structures around the front tire: **a** the isosurface method based on Q [70]; **b** the reduced velocity method[25]; **c** the proposed method

3.4.6 渦同定の計算時間

本手法による渦中心軸の同定に必要な時間は、10分であった。使用したコンピュータのスペックは、メモリ 32GB、プロセッサは Intel (R) Core (TM) i7-8750H (2.20 GHz) であった。一方、速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q の等値面の出力には、Paraview 5.6.0. を用いて 7 分であった。よって、本手法は、他の渦同定手法と同様の時間スケールで渦を同定することができる。

3.5 第 3 章のまとめ

本章では、自動車周りの低圧旋回渦を同定するための方法を述べ、その検証を行った。本手法は、乱流の基礎研究で用いられる圧力断面極小旋回法をベースとして、自動車空力の流れ場に応用できるよう改良を行った。非構造格子での適用を可能とするために、渦中心点の格子内外判定に対して球面投影法を用いた。渦中心軸の断片化を抑制するために、渦中心軸を旋回平面の前後の 2 方向で構築し、2 つの角度パラメータを導入した。

基礎検証として、非構造格子における角柱周りのカルマン渦に本手法を適用し、カルマン渦を捉える適切な角度パラメータを決定した。また、本手法は従来手法と同じ渦を同定することができた。さらに、同定された渦中心軸の近傍は、周囲より圧力が低くかつ旋回運動をしている、つまり低圧旋回渦を捉えられていることが確認できた。

本手法を自動車周りの時間平均された流れ場に適用し検証を行った。本手法は、従来手法と比べて渦中心軸の断片化が抑制された。また、本手法は自動車周りの特徴的な既知の渦を捉えることができた。本手法は、自動車空力の分野で一般的に用いられる渦同定手法と比較して、渦をよりよく同定できた。計算時間に関しても、数分程度であった。

しかしながら、本手法により、渦中心軸の断片化を完全に抑制することは達成できなかった。そのためには、断片化の原因となる数値誤差による渦中心軸や格子幅程度の小さな空間スケールの渦中心軸を除外する必要がある。そこで、後述の 5 章で、空間フィルタを用いて高波数の渦中心軸を削除する方法を提案する。

第4章 様々な空力問題への応用による実用性の実証

4.1 フロントタイヤ周りの低圧旋回渦の同定

4.1.1 背景/目的

自動車の空気抵抗の増大に関連する特徴的な渦の 1 つとして、ボディサイド渦があり、これはフロントタイヤ周りの流れによって引き起こされる[15]。よって、フロントタイヤ周りの流れは、空気抵抗に大きな影響を与える。例えば、タイヤは全空気抵抗の 25%を占めると報告されている[71]。また、ホイールハウス[17]、リム[72]、タイヤショルダー[73]、トレッドパターン[74]などのフロントタイヤ周りの形状は、空気抵抗に影響を与える。さらに、タイヤ回転[75][76]や地面の移動[77]といった条件も空気抵抗に影響を与える。

そのため、フロントタイヤ周りの渦に関する研究がいくつか行われている。Regert and Lajos は、簡易自動車モデルのホイールハウス形状を変化させ、その際のフロントタイヤ周りの渦の同定を行った[17][18]。McManus and Zhang は、孤立したタイヤが静止または回転している際の渦の同定を行った[78]。Wäschle は、ホイールハウスの形状を含んだ状態でのタイヤ回転の有無による渦の同定を行った[79]。さらに、Shimizu et al はフロントタイヤ周りの同定された渦に関連する流れ場の特定を試みている[80]。

そこで、本研究で開発した手法が、複雑な流れ場でも自動的に渦およびそれに関連する流れ場の抽出が可能であることを、フロントタイヤ周りの流れ場を例として実証することを目的とする。具体的には、本手法による渦中心軸がフロントタイヤ周りの既知の渦を再現することを確認する。そして、流線を用いて、同定された渦に関連付けられている既知の流れ構造の再現性を評価する。

4.1.2 方法

4.1.2.1 データセット—セダン周りの流れ場の数値計算

フロントタイヤ周りの渦を同定するために、データセットは3.4.1で説明したセダン周りの時間平均された流れ場を用いた。

4.1.2.2 渦同定手法の設定

本手法では、最大許容角度をそれぞれ $\theta_{\max} = 20^\circ$ 、 $\eta_{\max} = 40^\circ$ とした。また、ノイズとなる渦中心軸を除外するために、渦中心点が10個以上で構成される渦中心軸を抽出した。

4.1.2.3 流線の可視化方法

渦に関連する流れ構造を同定するために、渦中心軸を通過する流線の可視化を行った。

一般的に、流線を可視化するためにはシード点の設置に任意性がある。そのため、シード点の数が多くなり冗長な可視化結果となる、必ずしも渦に関連する流れ場を抽出しているとは限らない。

そこで、渦中心軸を通過する流線の可視化するために、シード点を渦中心軸上に設置する方法を用いた[81][82][83]。この方法により、流線の冗長性を低減し、渦に関連する流れ場を容易に可視化することができる[84]。

4.1.3 結果

本項では、本手法が Shimizu et al[80]の既往研究で同定されたフロントタイヤ周りの渦およびこれらの渦に関連する流れ構造を同定していることを確認する。

4.1.3.1 既往研究によるフロントタイヤ周りの渦と流れ構造の概要

図 4.1 に既往研究で同定された渦と関連する流れ構造の模式図を示す。線は渦を表しており、主流方向に対応する x 軸の渦度成分 ω_x が正の場合は赤色、負の場合は青色で示している。ただし、渦 Q は既往研究で回転方向が決定されていなかったため、黒色としている。黒の矢印は渦に関連する流れ構造を示している。表 4.1 にフロントタイヤ周りで同定された渦の特徴、つまり ω_x の符号、位置、各渦に関連する流れ構造を示す。

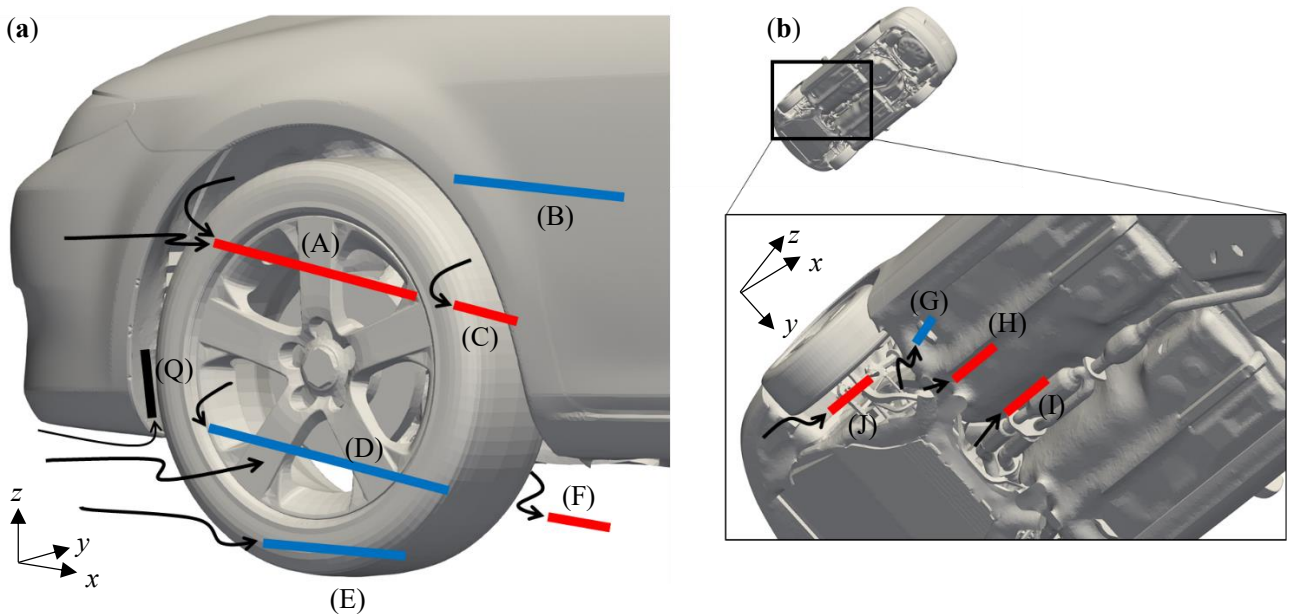


Fig. 4.1 Schematic of the identified vortices (lines) and flow structures (arrows) around the front wheel from the previous study [80]. Red lines represent $\omega_x > 0$, and blue lines represent $\omega_x < 0$: **a** outside view of the front wheelhouse; **b** view of the underfloor

Table 4.1 Characteristics of identified vortices around the front wheel from previous research[80]

Vortex	Vorticity ω_x	Location	Associated flow structure
(A)	Positive	Upper side of the wheel	Separation at the wheel shoulder and blowing out from of the front gap between the wheel and wheel arch
(B)	Negative	Rear upper side of the wheel arch	Separation at the upper edge of the wheel arch
(C)	Positive	Rear upper side of the wheel	Blowing out from of the rear gap between the wheel and wheel arch
(D)	Negative	Lower side of the wheel	Separation at the wheel shoulder and blowing out between the rims
(E)	Negative	Outer side of the wheel near the ground	Separation at the outer wheel shoulder near the wheel contact patch
(F)	Positive	Behind the wheel	Passing inside the wheelhouse
(G)	Negative	Under at the rear end of the wheel arch	Blowing out from the engine room
(H)	Positive	Under at the rear end of the wheel arch	Shearing with slow flow from the engine room and fast flow from under the bumper
(I)	Positive	Center of the floor near the exhaust pipe	Blowing out from the engine room
(J)	Positive	Inner side of the wheel near the ground	Separation at the inner wheel shoulder near the wheel contact patch
(Q)	-	Front side of the wheel arch	Separation at the lower end of the bumper

4.1.3.2 本手法による既知の渦構造の再現性

図 4.2 に、本手法を用いてフロントタイヤ周りの渦中心軸を同定した結果を示す。 ω_x が正の場合は赤、負の場合は青色で示している。

まず、既往研究の渦 A の位置および渦度の符号が一致する渦は同定できなかった。代わりに渦度が負である渦 α と β が同定された。この原因は、タイヤ回転の再現方法が異なることが考えられる。既往研究はスライディングメッシュ法を用いてタイヤ回転を再現したのに対し、本研究ではタイヤ回転の接線方向に対する速度境界条件を用いている。タイヤ回転の再現方法は、タイヤ上部の渦に影響を与えることが報告されている[79]。

次に、渦 B はホイールアーチの後方上部にあり、渦度が負である。渦 C1 および C2 はホイールのタイヤの後方上部にあり、渦度は正である。渦 D はタイヤ前方下側にあり渦度が負である。渦 E1 および E2 は地面近傍のタイヤ外側にあり、渦度は負である。渦 F はタイヤの後流部分にあり、渦度は正である。渦 Q はホイールアーチ前方にあることが分かる。以上の結果から、渦 B から F および Q は、既往研究で同定された渦の位置が定性的に一致し、渦度の符号が一致した。よって、本手法により同定されたフロントタイヤ周りの渦中心軸は、既往研究で同定された渦に対応すると言える。

最後に、既往研究は同定されなかった渦 γ , δ , ϵ_1 , ϵ_2 および ζ がホイールハウスの内部で同定された。さらに、渦 η はホイールアーチ後端に、渦 θ は床下近傍に同定された。

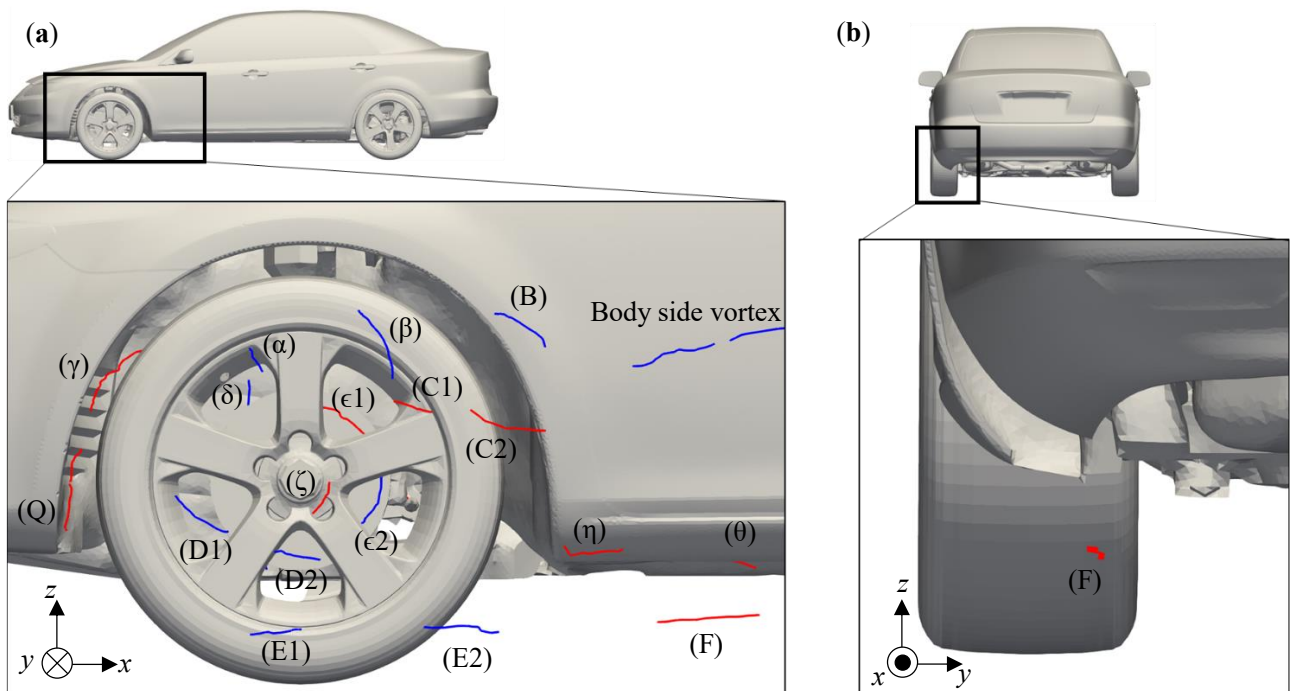


Fig. 4.2 Vortex core lines around the front wheelhouse. Red lines represent $\omega_x > 0$, and blue lines represent $\omega_x < 0$. The vortices labeled with capital letters correspond to those of the previous study (Fig. 4.1) and the vortices labeled Greek letter are new vortices: **a** side view; **b** back view of the front wheel visualized only by vortex (F)

図 4.3 に、フロントタイヤ周りの床下付近における渦中心軸の同定結果を示す。

まず、渦 G, H および I は同定されなかった。渦 G と I はエンジンルームからの流れに関連するため (表 4.1 参照), 流速が遅い。ゆえに、渦の中心が低圧でないため、本手法で同定されなかったと考えられる。渦 H は、エンジンルームからの遅い流れとバンパー下からの速い流れによるせん断によって発生することが知られている (表 4.1 参照)。せん断が回転よりも卓越しており、渦 H は旋回運動をしていないため、本手法で同定されなかったと考えられる。

次に、渦 J は地面近傍のフロントタイヤ内側に位置し、渦度が正である。よって、渦 J は既往研究で同定された渦の位置が定性的に一致し、渦度の符号が一致した。よって、本手法により同定されたフロントタイヤ周りの渦中心軸は、既往研究で同定された渦に対応すると言える。

これらの結果より、本手法で同定された渦中心軸は、フロントタイヤ周りにおける既知の渦を概ね再現することができた。

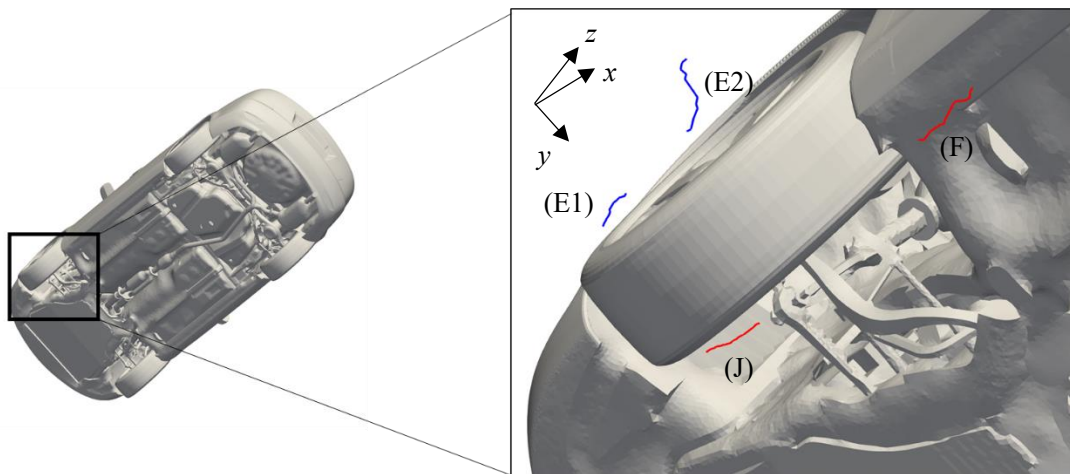


Fig. 4.3 Vortex core lines of the underfloor. Red lines represent $\omega_x > 0$, and blue lines represent $\omega_x < 0$. The vortices labeled with capital letters correspond to those of the previous study (Fig. 4.1)

4.1.3.3 既知の流れ構造の再現性

図 4.4 に、渦 B から E の渦中心軸を通過する流線を示す。渦 B の流線は、ホイールアーチ上端から始まっていることが分かる。この結果は、ホイールアーチ上端での流れの剥離を表していると考えられる。渦 C1 と C2 の流線は、タイヤとホイールハウスの後方の隙間から始まっているのが分かる。これは、タイヤとホイールハウスの隙間からの吹き出しを表している。渦 D1 と D2 の流線は、リムの間から始まっており、リムからの吹き出しを表している。しかし、既往研究で示されたホイールショルダーからの剥離を表す流線は確認できなかった。渦中心軸上を通過する流線は、少数の流線を用いるため、特徴的な流れを誤って抽出できない場合がある[84]。ただし、この問題は渦の領域を定義し、領域内でシード点を設置することで解決できる可能性がある。渦 E1 と E2 の流線は、地面近傍を通過し、前方のタイヤショルダー外側で湾曲していることが分かる。これは、ホイール接地面近くの外側のタイヤショルダーに流れが衝突し剥離した様子を表していると考えられる。さらに、リムの間を通過する流線も可視化され、リムの間からの吹き出しも渦 E1 と E2 に関連している可能性がある。

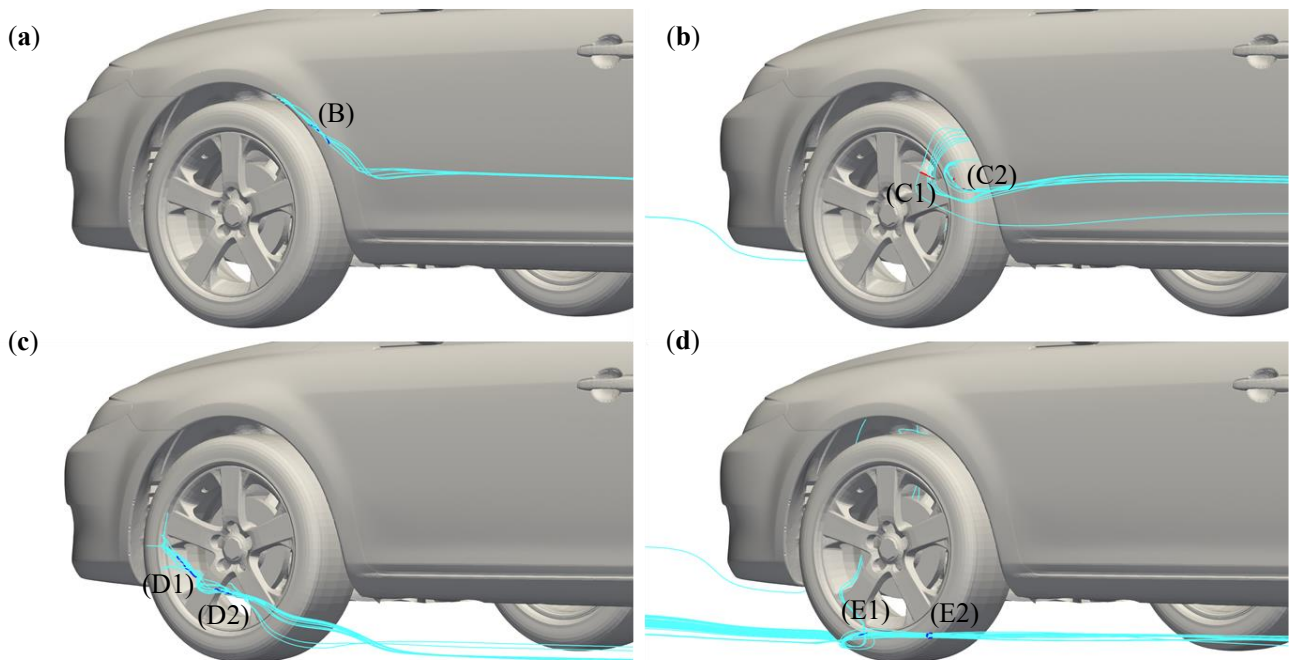


Fig. 4.4 Streamlines passing through: **a** vortex (B); **b** vortices (C1) and (C2); **c** vortices (D1) and (D2); **d** vortices (E1) and (E2)

図 4.5 に、渦 F と J の渦中心軸を通過する流線を示す。渦 F の流線は、バンパー下のホイールハウス内を通過していることが分かる。渦 J の流線は、地面近傍にあり、ホイールショルダー内側近傍で湾曲していることが分かる。これは、ホイール接地面近くで、ホイールショルダー内側に流れが衝突し、剥離した様子を表していると考えられる。

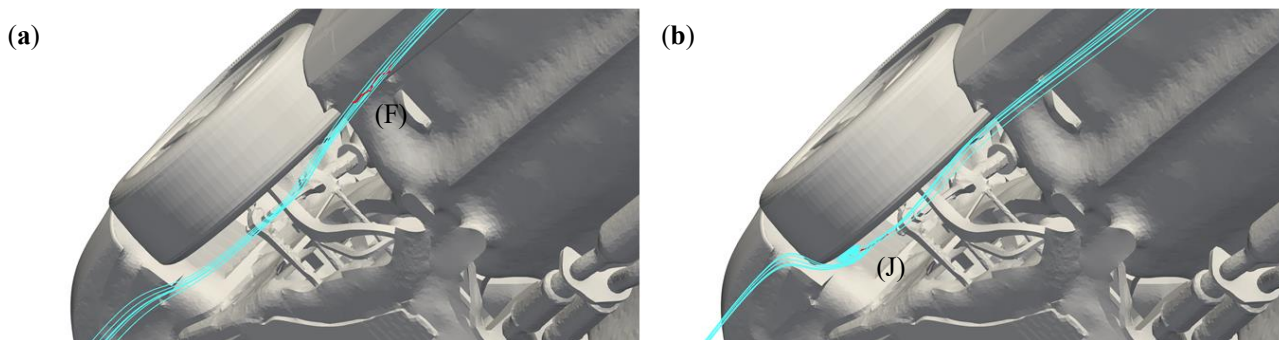


Fig. 4.5 Streamlines passing through: a vortex (F); b vortex (J)

図 4.6 に、渦 Q の渦中心軸を通過する流線を示す。渦 Q の流線は、バンパー下を通過し、ホイールアーチの前端近くで湾曲していることが分かる。これは、バンパー下端での剥離を表している。

これらの結果より、本手法で同定された渦中心軸上を通過する流線は、フロントタイヤ周りにおける既知の渦に関連する流れ構造を概ね再現することができた。

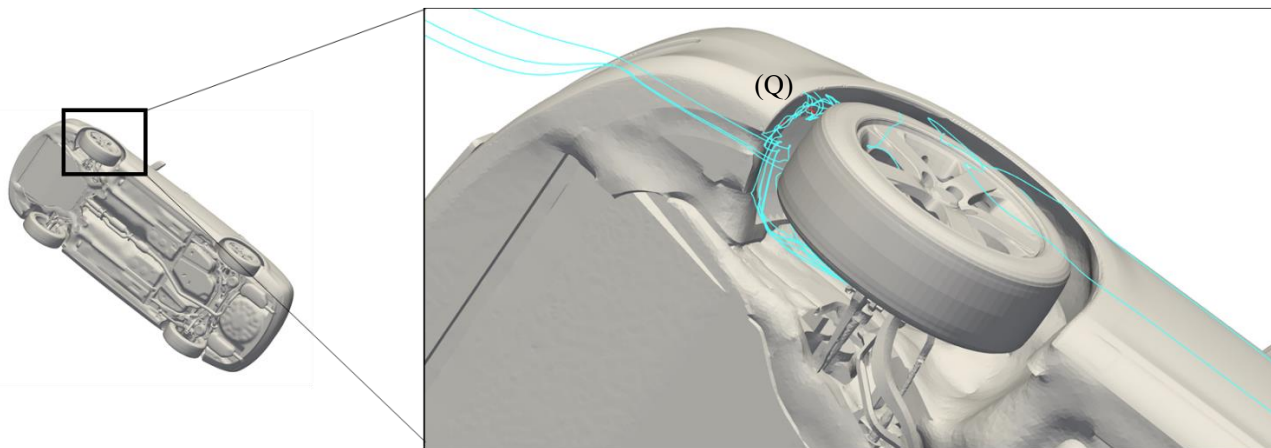


Fig. 4.6 Streamlines passing through vortex (Q)

4.1.4 結言

本節では、本手法によって複雑な流れ場でも自動的に渦およびそれに関連する流れ場の抽出が可能であることを、フロントタイヤ周りの流れ場を例にして示した。

同定された渦は、回転方向と位置が、概ね既知の渦と定性的に一致した。しかし、低速の流れや回転よりせん断が卓越する 2 つの渦は同定できなかった。言い換えれば、これらの渦は低圧旋回渦ではないため、本手法で同定できないと言える。さらに、ホイールハウス内部に、既往研究では同定されなかった新しい渦を同定した。

渦に関連する流れ構造を同定するために、渦中心軸上を通過する流線を可視化した。この方法で得られた流線は、フロントタイヤ周りの既知の渦に関連する流れ構造を概ね再現した。

本手法により、フロントタイヤ周りの渦の同定が容易となったが、各渦の空気抵抗への寄与度は不明である。将来的には、空気抵抗に対する各渦の影響を定量化し、データ分析手法を用いて渦と空気抵抗の関係を検証する必要があると考えている。

4.2 横風下で顕著な空気抵抗増加を引き起こす簡易自動車模型の後流渦の同定

4.2.1 背景/目的

自動車を実際に走行する環境では、突風などによる横風が生じる。このような横風特性を把握するために、車両に取り付けた高応答の多孔ピトー管により路上の風向/風速を計測することで、横風による流れのヨー角と確率分布が統計的に調査されている[85][86][87]。一方で、ほとんどの自動車は、流れにヨー角がつくと空気抵抗が増加し[88]、増加の程度は自動車の形状によって異なることが知られている[89]。

このような空気抵抗の増加の原因を調査するために、横風によるヨー角条件下での後流渦を同定する研究が行われている。ハッチバック車の場合、ヨー角が大きくなると、後流の流れ構造は対称性を失い、再循環領域が小さくなることが報告されている[90][91][92]。Urquhartらは、簡略化されたノッチバック車モデルの後端に取り付けられたフラップの角度を最適化し、フラップのないモデルと比較して、ヨー角下で空気抵抗を2%低減した[93]。さらに、抵抗低減の要因は、風下側の車体背面上部にできる渦のサイズと強度が小さくなることと報告している。Wieserらは、ヨー角下でのノッチバック車の後流を実験的に計測し、風下側のAピラー渦と風上側のCピラー渦が強化されていることを明らかにした[22]。

近年では、あるヨー角で流れが異なる状態に切り替わり、空気抵抗が大きく変化することが報告されている。特に、ノッチバック車のリアウインド面前縁からの剥離、またはリアウインド面への再付着という流れのパターンの切り替わりにより、低抵抗状態と高抵抗状態を取ることが実験的に報告されている[94][95]。Meileらは、高抵抗状態では、風上側のルーフエッジ渦が大きくなることで、強いダウンウォッシュを引き起こし、流れがリアウインド面に再付着することで強い後流渦を形成することを明らかにした[94]。2つの状態間より詳細な流れ場を観察するためには、数値計算の適用が役に立つ。しかし、この切り替わりはランダムかつ数十秒オーダーの時間で発生するため、数値計算は困難である[96][97]。そのため、顕著な抵抗増加が生じる前後のヨー角での後流渦を可視化し、その差から抵抗増加に寄与する渦を特定する方法が採用されている。Raoらは、高抵抗状態では、風上側で発生した大量の渦が後流渦に引き込まれることを明らかにした[96]。

一方、簡略化されたノッチバック車モデルでは、ヨー角による流れの切り替わりの別のパターンがあると実験的に報告されている。具体的には、あるヨー角において抵抗が大幅に増加すると、風下側の後端コーナーの表面に流れがより付着し、後流に巻き込まれる流れが強化される[98]。さらに、高抵抗状態では、背面の表面圧力の風下側と中央付近が、抵抗状態と比べて低下することが実験的に観察されている[99]。特に、風下側の表面圧力の低下は、風下側の後端コーナーの巻き込み流れの強化によって、コアンダ効果が強くなったためと説明される。しかし、このような表面圧力の低下を引き起こす後流渦や渦に関連する流れは特定されていない。

そこで、本研究では、あるヨー角で、風下側の後端コーナーの巻き込み流れが強化され、顕著な抵抗増加を引き起こす後流渦および関連する流れを特定することを目的とする。まず、簡略化されたノッチバック車モデルの数値計算結果を実行し、先行研究で示された低抵抗状態から高抵抗状態への特徴的な変化を捉えられているかを、実験結果と比較し検証する。次に、背面圧力の低下に対応する後流渦を領域型と渦中心型の2つの可視化手法を用いて同定する。最後に、渦中心軸上を通過する流線の可視化することで、高抵抗状態で同定された渦に関連する流れを特定する。

4.2.2 方法

4.2.2.1 簡易ノッチバック車モデル

図 4.7 に本研究で用いた 20%スケールの簡略化されたノッチバック車モデルを示す。このモデルは、特定のヨー角で抵抗が大幅に増加することが知られており[98]、ノッチバック車のトランクデッキ上の流れ構造を再現するように設計されている[100]。モデルの車長 L 、車幅 W 、車高 H はそれぞれ 840, 320, 268 mm であった。後端コーナーの曲率半径 R は 40 mm とした。簡単にするために、4つのホイールは NACA0024 翼型支柱に置き換えた。実験の翼型支柱の高さは 32 mm であり、半径 6 mm、高さ 10 mm の円筒型支柱を介して検力計と接続した。本研究の実験で用いたモデルは、先行研究[98][99]と一致しているが、数値計算では図 4.7b に示すように、簡単のために高さ 42 mm の翼型支柱とした。

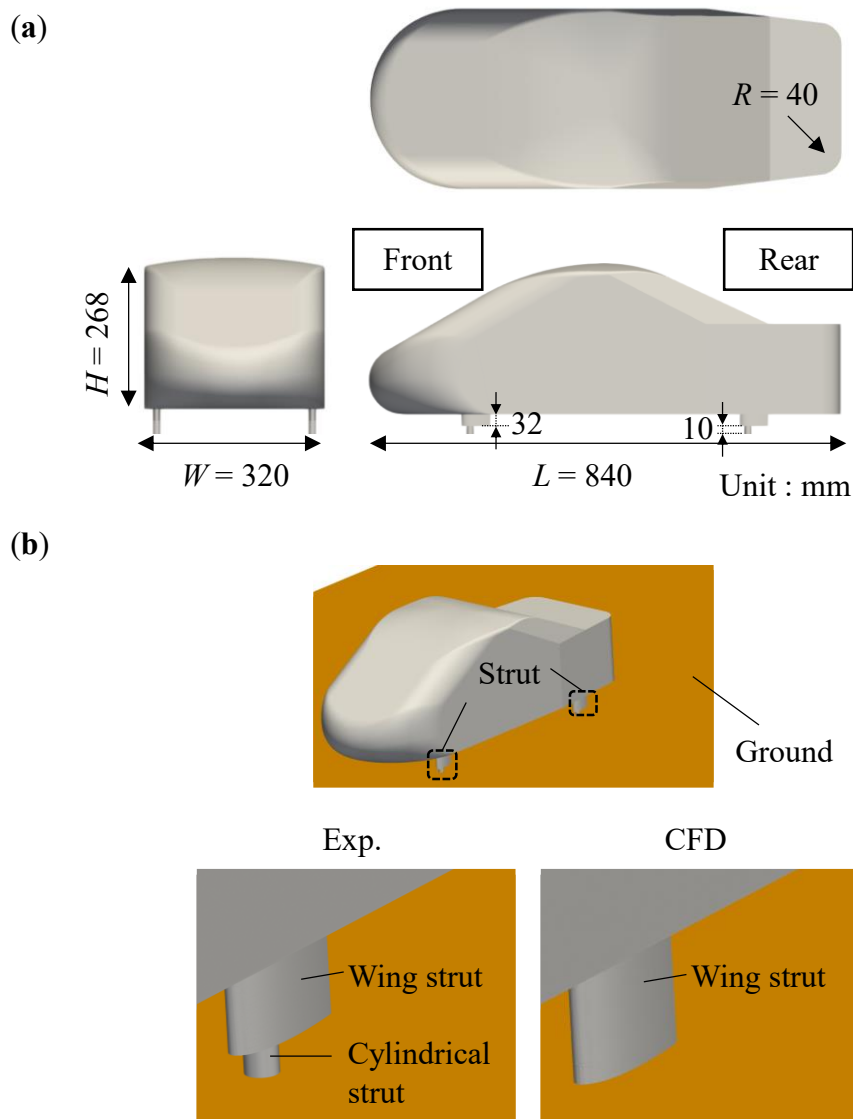


Fig. 4.7 Simplified notchback car model and coordinate system: **a** three orthogonal views of a simplified 20% scale notchback car; **b** struts (used instead of wheels) in (left) experiment and (right) CFD

4.2.2.2 座標系の定義

図 4.8 に座標系の定義を示す。モデルのホイールベース中央における地面の位置を原点とした。ヨー角 β は、主流の方向とモデルの車長方向 (x 軸) との間の角度として定義した。

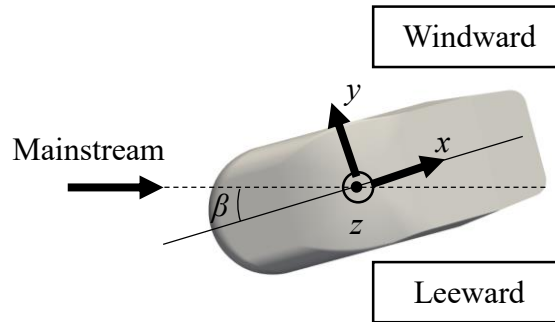


Fig. 4.8 Definition of the coordinate system (β : yaw angle)

4.2.2.3 実験条件

実験は、先行研究[98], [99]と同様の条件で行った。図 4.9 に実験で使用した広島大学のゲッティンゲン型風洞の概要を示す。ノズルは一辺が 2.0 m の正方形であり、ノズルからコレクターまでの計測領域の長さ 4.0 m であった。最大風速は 25 m/s で、風速 15 m/s での乱気流強度は 1%未満であった。境界層の厚みを抑えるために地面版を設置した。ヨー角 β は、地面盤に取り付けられたターンテーブルでモデルを回転させることで変化させた。モデルの車長 L とノズル出口にあるピトー管で測定された参照速度に基づくレイノルズ数は 1.2×10^6 であった。

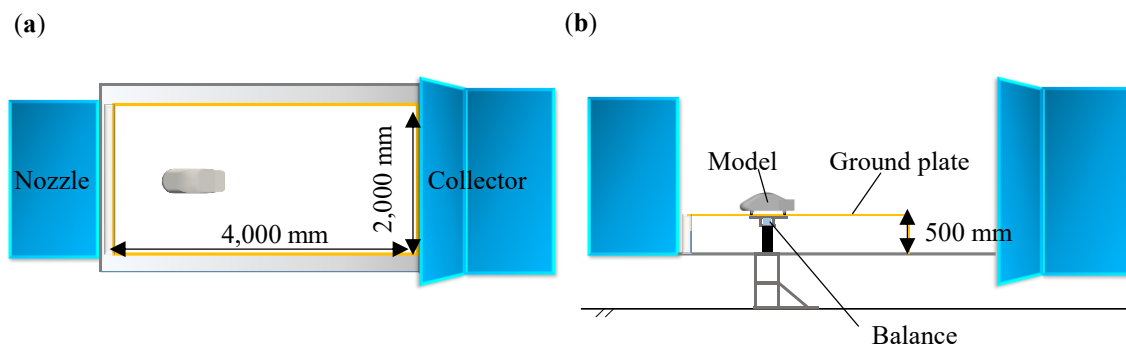


Fig. 4.9 Overview of experiment in Göttingen-type wind tunnel: **a** top view; **b** side view

空気抵抗は6分力計(LMC-6144, 日昭電気)の信号を動的ひずみアンプ(PCD-430A, 共和電業)を用いて計測した。抗力の誤差は、 $\pm 0.1\text{ N}$ であった。抗力の測定は、ヨー角 β は 0° から 15° まで 1° 刻みで実行した。具体的な手順としては、まず、抗力を $\beta = 0^\circ$ で15秒間計測した。次に、ターンテーブルを角速度 $1^\circ/\text{s}$ で回転させ、回転終了から5秒間待機したのちに、15秒間計測を行った。 $\beta = 15^\circ$ に達したのち、ターンテーブルを角速度 $-1^\circ/\text{s}$ で回転させ、 $\beta = 0^\circ$ まで同様に計測を行った。サンプリングレートは 2.0 kHz とした。

表面圧力は、小型圧カスキャナ(MPS4264, Scanivalve)を用いて計測した。誤差はフルスケール 2 kPa で $\pm 0.15\%$ であった。図4.10に表面圧力計測した圧力孔の位置を示す。圧力孔は合計95個で、 x 方向と y 方向の間隔は 20 mm 、 z 方向は 30 mm であった。圧力孔は、モデル表面に埋め込まれた内径 0.8 mm のステンレスパイプとし、各パイプはウレタンチューブによってモデル内部にある圧カスキャナに接続した。ノズル出口のピトー管の静圧を基準圧とし、その差圧を計測した。サンプリングレートは 100 Hz で20秒間計測した値を時間平均した。

後流領域の速度分布は、4孔圧カプローブ(Cobra Probe, Turbulent Flow Instrumentation)を使用して計測した。サンプリング周波数は 312.5 Hz で5.7秒間計測した値を時間平均した。

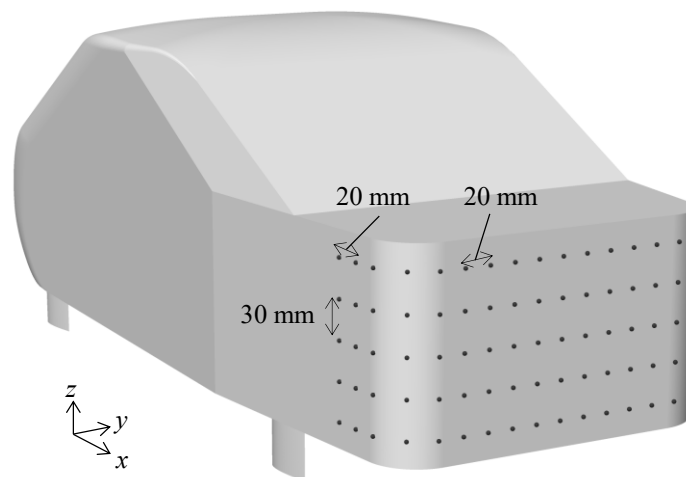


Fig. 4.10 Position of the pressure holes in the model

4.2.2.4 数値計算手法

数値計算の実行には、非構造格子の節点中心有限体積法に基づく FrontFlow/red[68]を用いた。計算スキームは、Nakashima らの設定[69]を用い、以下に詳細を示す。乱流モデルは、Large-Eddy-Simulation (LES) とし、サブグリッドスケールの渦粘性にはダイナミックスマゴリンスキーモデルを用いた。空間の離散化スキームには2次精度中心差分を用い、数値振動を抑制するため、対流項には5%の1次精度風上差分をブレンドした混合スキームを用いた。時間積分には、1次精度のオイラー陰解法を用いた。圧力と速度のカップリングには、simplified marker and cell (SMAC) 法を用いた。

計算領域および境界条件は図 4.11 のように設定した。主流速度 $U_0 = 22 \text{ m/s}$ とし、モデルの車長 L に基づくレイノルズ数は実験と同様に 1.2×10^6 とした。

ヨー角条件は、 $\beta = 0^\circ, 9^\circ, 15^\circ$ とした。後述の実験で示すように、 $\beta = 11^\circ - 14^\circ$ の範囲では異なる空気抵抗係数が発生する。そのため、抗力が增大する前後として、 $\beta = 9^\circ, 15^\circ$ をそれぞれ低抵抗状態、高抵抗状態をした。また、 $\beta = 0^\circ$ は、抗力増加が $\beta = 0^\circ$ から 9° の間と比べて、 $\beta = 9^\circ$ から 15° の間の方が大きいことを示すこと、 $\beta = 0^\circ$ の正対風下の後流渦の構造を明確にするために計算を行った。

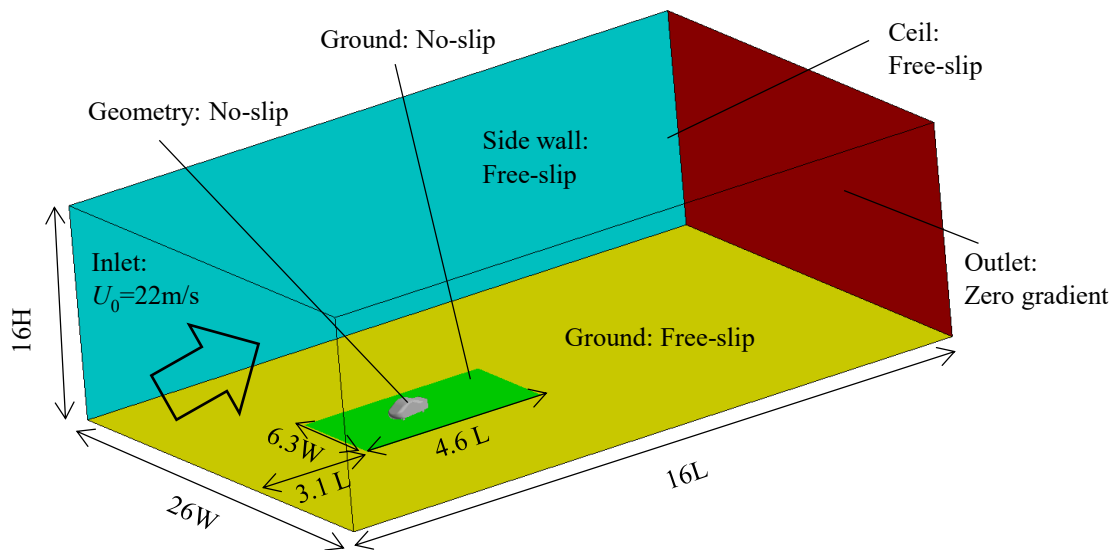


Fig. 4.11 Computational domain and boundary conditions

図 4.12 に節点中心の有限体積を再構築するために用いる入力格子を示す。入力格子は主に四面体で構成した。モデルの表面には、36 層のプリズムレイヤーを配置し、節点中心で再構築した際の第一層目の格子の壁座標 y^+ が 1 以下となるようにレイヤー厚さを調整した。各ヨー角の入力格子の総数は 2.25 億であり、空間の離散化に使用される再構築された有限体積は 5,900 万とした。

初期流れ場の生成は、時間刻み $\Delta t = 3.82 \times 10^{-5}$ s と設定した。これは特徴的な時間スケール $T_0 = L / U_0 = 0.0382$ s の 10^{-3} 倍に相当する。計算は $5.0 T_0$ (0.191 s; 5,000 ステップ) で実行した。次に、乱流場を発達させるために、 $\Delta t = 2.0 \times 10^{-4} T_0 = 7.64 \times 10^{-6}$ s とし、 $7.0 T_0$ (0.268 s; 35,000 ステップ) の計算を実行した。最後に、時間平均流れ場を取得するために、 $\Delta t = 2.0 \times 10^{-4} T_0$ で $10.0 T_0$ (0.382 s; 50,000 ステップ) の計算を実行した。

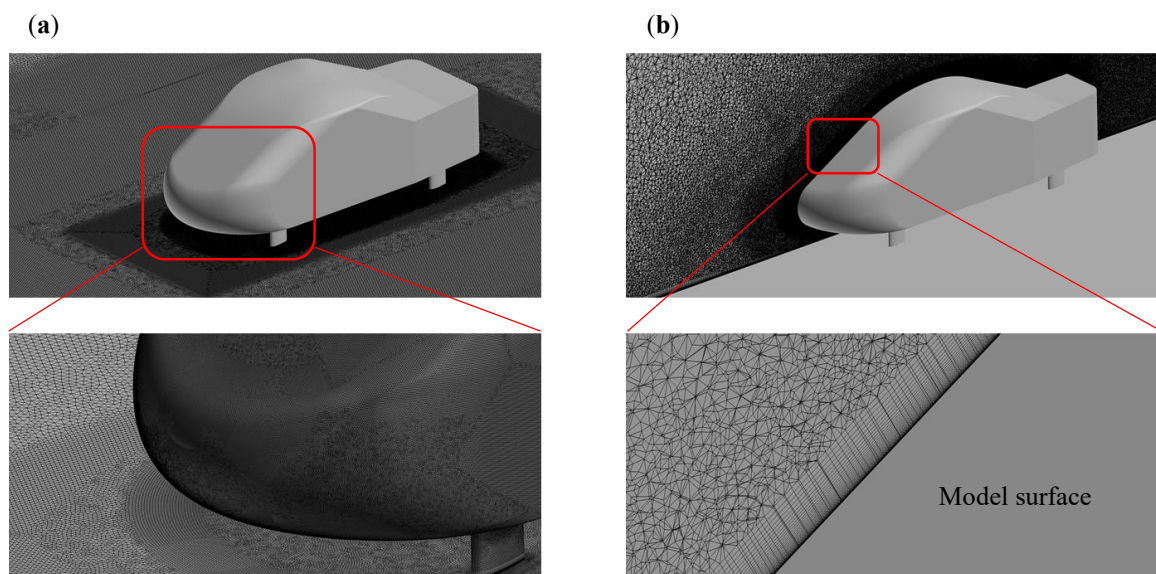


Fig. 4.12 Input grids used for reconstructing the vertex-centered finite volumes: **a** surface grids; **b** prism layers on the model surface

4.2.2.5 渦同定手法

領域型は、車長方向における無次元渦度 ω_x^* の等値面を用いた。

$$\omega_x^* = \frac{\omega_x L}{U_0} \quad (4.1)$$

ここで、 ω_x は車長方向における渦度である。この方法は、ヨー角下におけるノッチバック車の後流を同定した先行研究[22]でも使用されており、渦の回転方向を判別できる点が利点である。

渦中心型は、本手法を用いた。

4.2.3 結果・考察

4.2.3.1 空気抵抗係数

空気抵抗係数 C_D は、以下のように定義される。

$$C_D = \frac{f_x}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 A} \quad (4.2)$$

ここで、 ρ は密度、 A は前面投影面積、 f_x はモデルの車長方向にかかる力である。一般的には、空気抵抗係数は主流方向に対する力として定義されるが、ここでは、横風下の自動車空力の研究でよく用いられる車長方向にかかる力として定義している点に注意されたい。

CFD 結果の妥当性を検証するため、図 4.13 に実験および CFD における各ヨー角 β に対する空気抵抗係数 C_D の変化を示す。実験では、 $\beta=11^\circ-14^\circ$ の範囲で、ヨー角増加時と減少時で異なる空気抵抗係数となった。よって、空気抵抗の顕著な変化の前後となる $\beta=9^\circ, 15^\circ$ をそれぞれ低抵抗状態、高抵抗状態と定義した。 $\beta=0^\circ$ では CFD の結果は実験との相対誤差で 12% 過小評価であったが、 $\beta=9^\circ, 15^\circ$ では 5% 以下であり、定量的によく一致している。これらの誤差については次目で示す背面圧力の結果と合わせて考察する。 $\beta=9^\circ$ から 15° での空気抵抗係数の変化は、 $\beta=0^\circ$ から 9° での変化に対して、実験では 2.5 倍、CFD では 2.2 倍であった。よって、CFD では、ヨー角変化による空気抵抗の増大を再現していると言える。

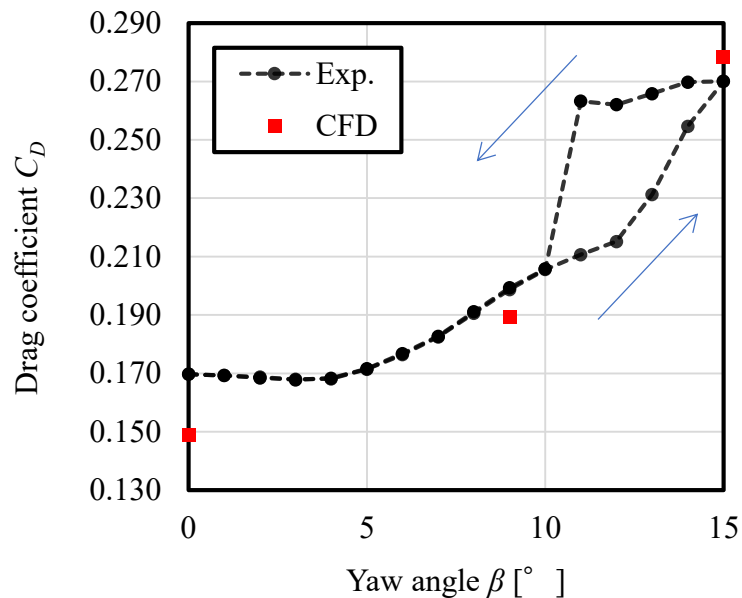


Fig. 4.13 Aerodynamic drag coefficient versus the yaw angle

4.2.3.2 背面圧力

背面圧力の可視化には，圧力係数を C_p 用いた．

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (4.3)$$

ここで， p は圧力， p_0 は基準圧力である．

CFD 結果の妥当性を検証するため，図 4.14 に実験および CFD における各ヨー角での時間平均された背面の圧力係数を示す．実験では，低抵抗状態よりも高抵抗状態の方が表面圧全体は小さかった．特に，領域 I で示す風下側の表面圧は，高抵抗状態になると大幅に低下していた．さらに，領域 II で示す背面中央の表面圧は，高抵抗状態で周囲より圧力が低い，つまり極小となった．これらの傾向は先行研究[99]と一致しており，この 2 つの低圧領域が抗力増加の原因の 1 つである．CFD の結果は，これら 2 つの領域における表面圧力の変化の特徴を捉えている．したがって，CFD の結果は，抗力増加を引き起こす背面の表面圧力の変化を定性的に再現していると言える．ただし， $\beta=0^\circ$ と 9° での両サイドの後端コーナーと， $\beta=15^\circ$ の風上側の後端コーナーの表面圧力の低下が，CFD では過小に評価されていた．これは，CFD では，実験と比べて後端コーナーの剥離が上流側で起き，コーナーに沿う流れによるコアンダ効果を過小評価したためと考えられる．この不一致により， $\beta=0^\circ$ と 9° では C_D を過小評価した可能性がある．逆に， $\beta=15^\circ$ では，CFD は風下側のコーナーの表面圧低下を過大評価しており， C_D を過大評価していると考えられる．

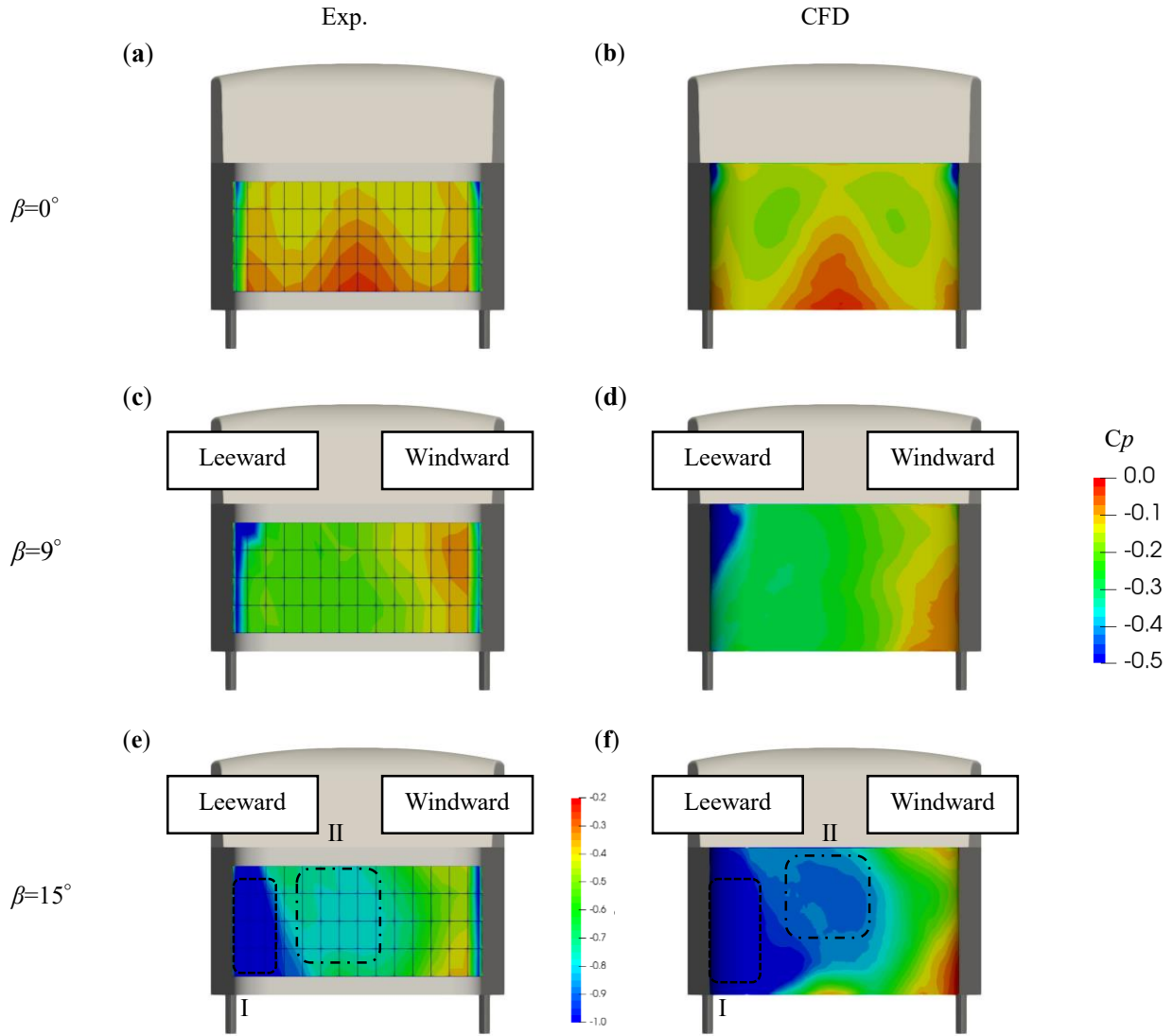


Fig. 4.14 Distribution of the pressure coefficient C_p on the base for the zero-yaw state ($\beta = 0^\circ$), low drag state ($\beta = 9^\circ$), and high drag state ($\beta = 15^\circ$). Region I was the lower surface pressure in the high drag state than the low drag state and Region II was a local minimum: **a** experiment for $\beta = 0^\circ$; **b** CFD for $\beta = 0^\circ$; **c** experiment for $\beta = 9^\circ$; **d** CFD for $\beta = 9^\circ$; **e** experiment for $\beta = 15^\circ$; **f** CFD for $\beta = 15^\circ$

4.2.3.3 後流の速度分布

CFD 結果の流れ場の妥当性を検証するため、図 4.15 に $(x, y) = (L, 0)$ での低抵抗および高抵抗状態の時間平均された無次元速度分布を示す。ここで、 $x=L$ はモデルの後端から $0.5L$ 離れた位置に対応する。時間平均された無次元速度は、時間平均速度 $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ を用いて、 \mathbf{u} / U_0 として定義される。結果より、CFD は、ピークの位置や数などの傾向は実験と定性的に一致しており、後流渦の定性的な議論をするには十分な CFD 結果であると言える。しかし、 $z=0-0.05L$ での y 方向速度と $z=0\sim 0.18L$ の z 方向速度は、CFD と実験で誤差が特に大きかった領域であった。

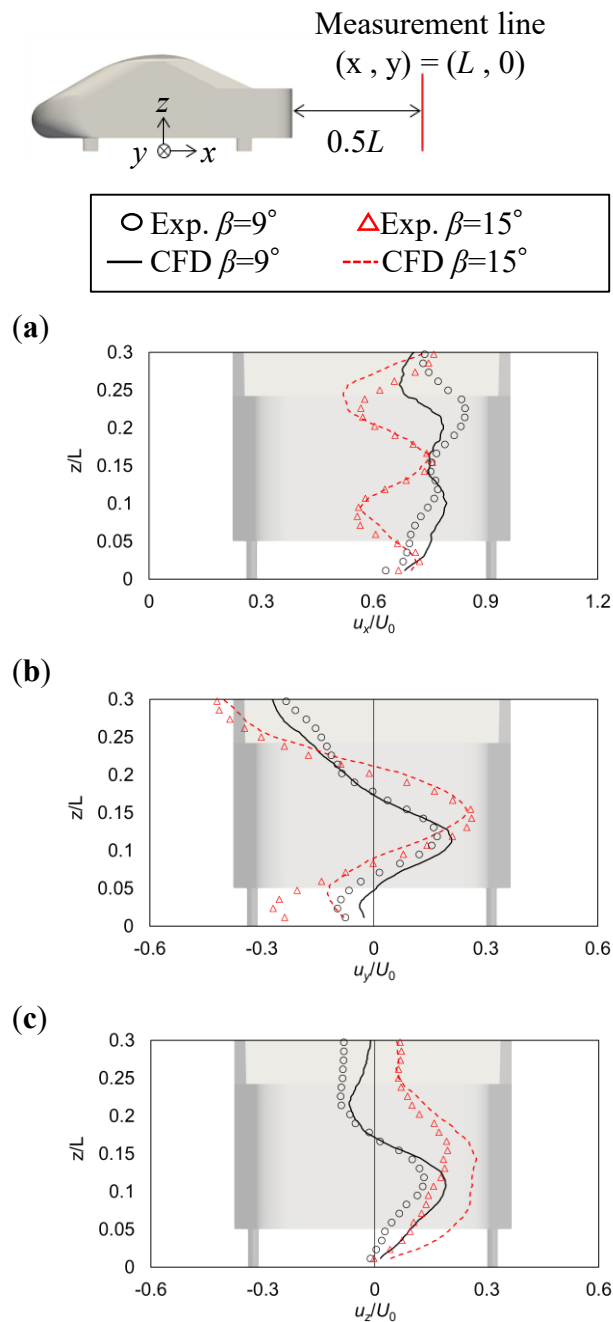


Fig. 4.15 Dimensionless time-averaged velocity profiles in the wake at $(x, y) = (L, 0)$: **a** x component; **b** y component; **c** z component

その誤差の原因を分析するために、図 4.16 に $x = L$ での低抵抗および高抵抗状態の時間平均された無次元速度分布を示す。コンターは x 方向速度を表し、矢印は 2 次元速度ベクトル (u_y, u_z) である。 W_p と W_n は後流渦であり、それぞれ x 方向の渦度が正と負である。点 A は $z = 0.024 L$ に対応し、CFD において高抗力状態での y 方向速度を過小評価した点である。点 A 周辺は、速度ベクトルより y 方向速度の空間的な変化が大きい領域であることが分かる。これは、モデルの後部の翼型支柱による後流渦の影響である。つまり、CFD で予測されたこの渦の位置がわずかに異なるだけでも、実験結果との誤差が大きくなってしまふ。点 B は $z = 0.1 L$ に対応し、CFD において高抗力状態での z 方向速度を過大評価した点である。点 B 周辺は、速度ベクトルより渦 W_n の旋回運動による z 方向速度の空間的な変化が大きい領域であることが分かる。つまり、CFD で予測された渦 W_n の位置がわずかに異なるだけでも、実験結果との誤差が大きくなってしまふと考えられる。

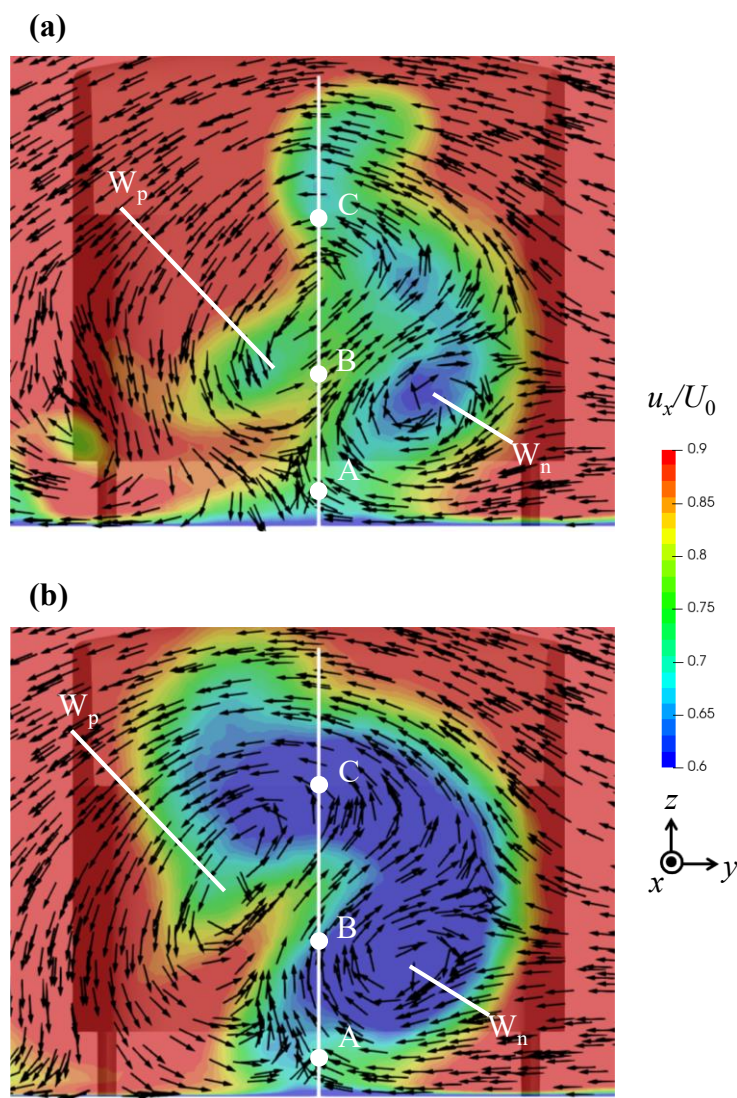


Fig. 4.16 Velocity distribution in the wake at $x = L$: **a** low drag state ($\beta = 9^\circ$); **b** high drag state ($\beta = 15^\circ$). Contours indicate dimensionless time-averaged velocity in the x -direction; arrows indicate the directions of the two-dimensional velocity vectors (u_y, u_z) . W_p and W_n are vortices. At points A, B, and C, $z = 0.024 L$, $0.1 L$, and $0.25 L$, respectively

4.2.3.4 風下側後端コーナー近傍の流れ場

先行研究では，ヨー角による抵抗増加の原因を，風下側の後端コーナーの巻き込み流れの強化によってコアンダ効果が強くなり，風下側の背面圧力の低下が生じたと説明している[99]．このような特徴的な流れを CFD が捉えているか検証を行った．

図 4.17 に低抵抗および高抵抗状態における，背面の中央高さ $z=0.15L$ での風下側後端コーナー近傍の時間平均された無次元速度分布を示す．コンターは x 方向速度を表し，矢印は 2 次元速度ベクトル (u_x, u_y) である．高抵抗状態では，風下側後端コーナー近傍（点線領域）での速度ベクトルの方向が，低抵抗状態よりも車両中央方向に向かっていることが分かる．

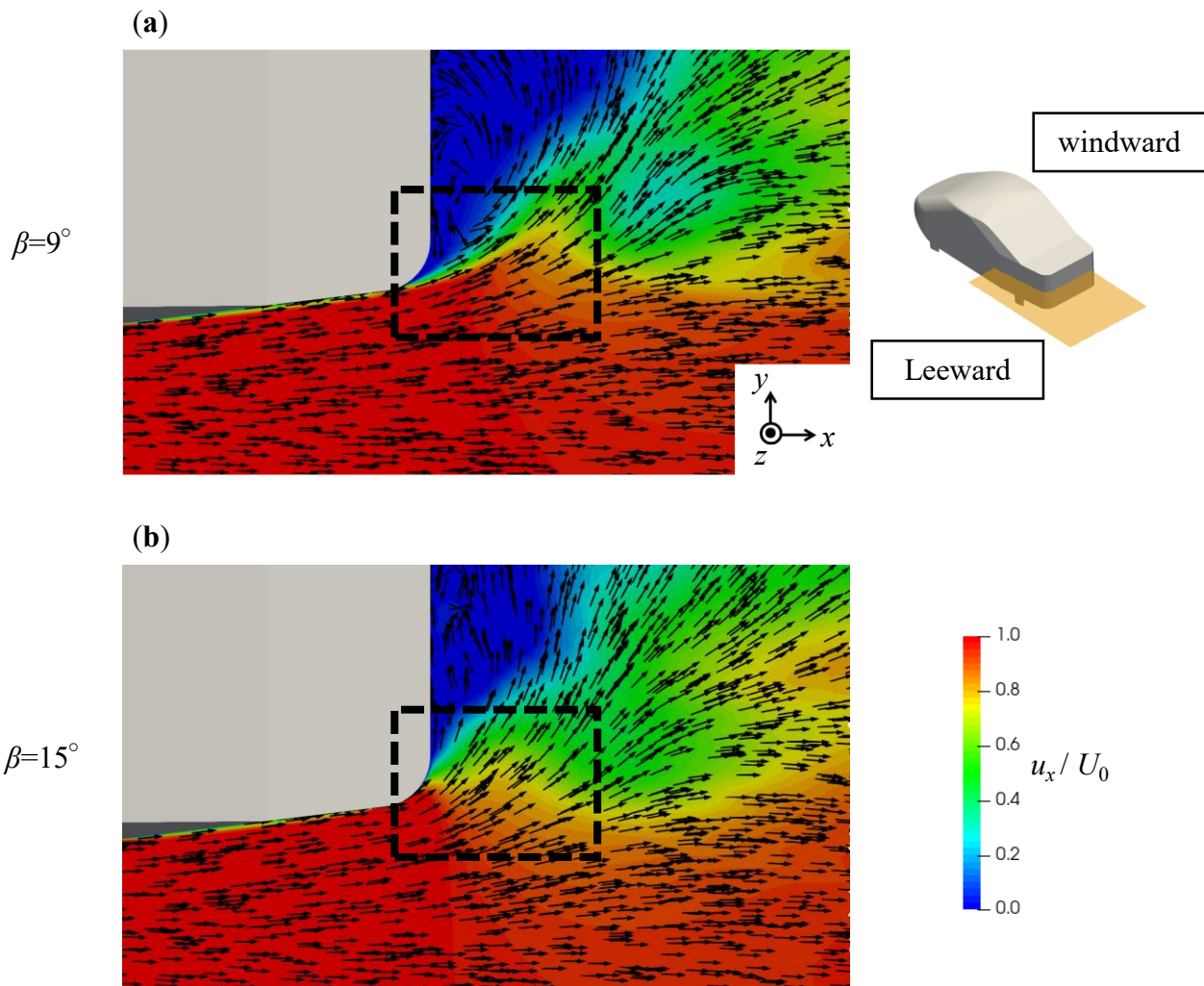


Fig. 4.17 Dimensionless time-averaged velocity distribution around the rear-end corner on the leeward side at the center height of the base ($z = 0.15L$): **a** low drag state ($\beta = 9^\circ$); **b** high drag state ($\beta = 15^\circ$)

風下側の後端コーナーの巻き込み流れを定量的に評価するために、図 4.18 に後端コーナー近傍の時間平均された無次元 y 方向速度の分布を示す。計測線の x 座標は $0.5L$ から $0.7L$ で、 y 座標はモデルの側面に沿う $-0.19L$ 、 z 座標は背面の中央高さである $0.15L$ とした。無次元 y 方向速度は、低抵抗状態よりも高抵抗状態の方が大きいことが分かった。この結果より、高抵抗状態では、低抵抗状態よりも風下側の後端コーナーの巻き込み流れが強化され、コアンダ効果が強くなったと言える。この現象が、風下側の背面圧力（領域 I）の低下を引き起こしたと言える。よって、CFD 結果は、風下側の背面圧力の低下を引き起こす風下側の後端コーナーの巻き込み流れの変化を定量的に再現していると言える。

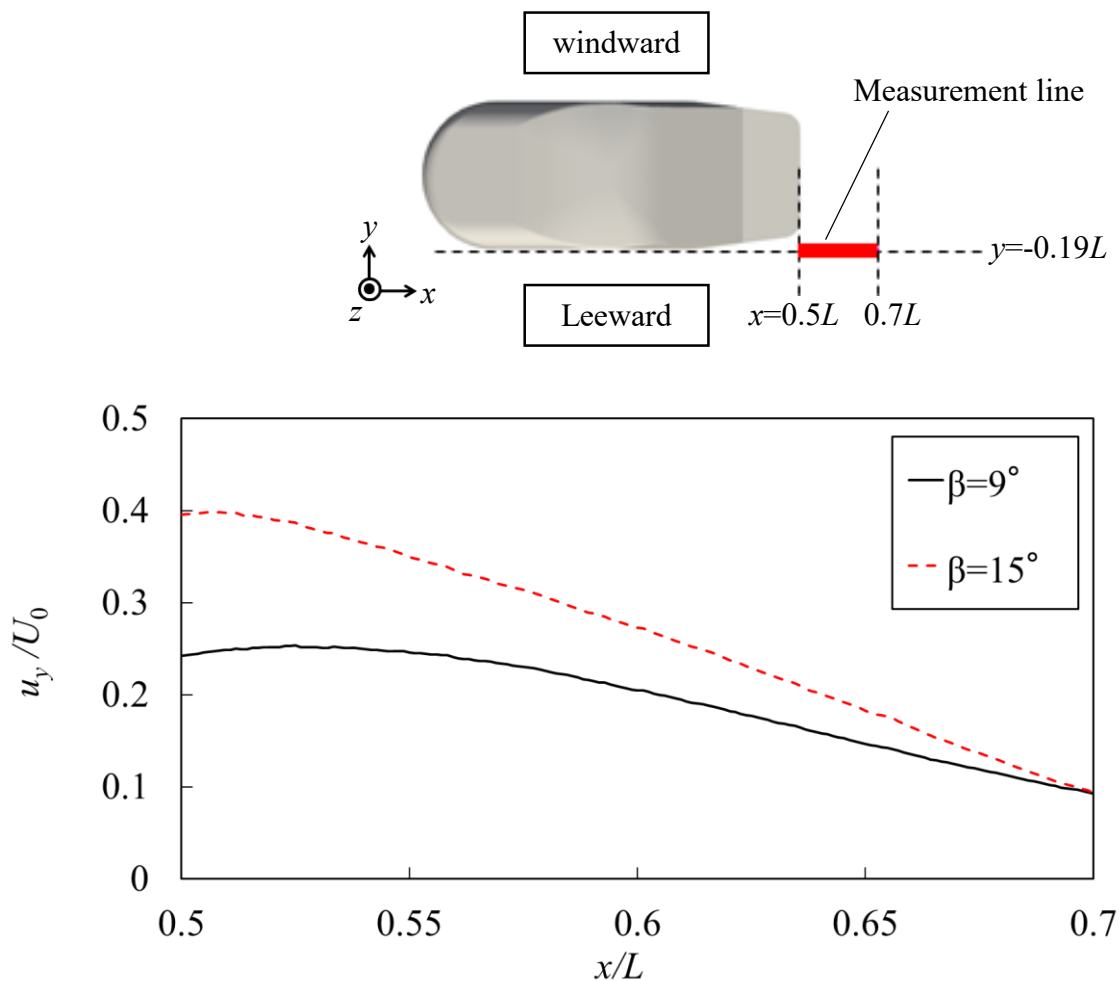


Fig. 4.18 Dimensionless time-averaged y -velocity-component profile around rear-end corner on leeward side of model at $(y, z) = (-0.19L, 0.15L)$

4.2.3.5 低抵抗状態と高抵抗状態における後流渦の同定

あるヨー角で顕著な抵抗増加を引き起こす後流渦を同定するために、図 4.19 - 21 に正対風、低抵抗および高抵抗状態の渦の可視化結果を示す。正対風 ($\beta=0^\circ$) は、低抵抗から高抵抗状態への変化を理解しやすするために可視化した。等値面は車長方向 (x 軸) における無次元渦度 $\omega_x^* = \pm 15$ であり、線は本研究で開発した渦中心軸を表している。ノイズとなる渦中心軸を除去するために、渦中心点が 20 個以上で構成される渦中心軸を可視化している。赤および青色は、それぞれ車長方向の渦度の正と負に対応する。また、渦の名前の大文字の添え字 W と L は、それぞれ風上側または風下側であることを表し、小文字の添え字 p と n は、それぞれ ω_x^* の正または負を表す。

まず、正対風から低抵抗状態への変化を考察する。正対風では、C ピラーの周りの剥離によって形成される 2 つの C ピラー渦 (C)、リアウィンドウを通過する流れとデッキ端の衝突によって形成される 2 つのデッキ端渦 (D)、および 2 つの後流渦 (W) が形成された。正対風から低抵抗状態へ変化すると、 C_w ($\omega_x^* > 0$) の等値面が大きくなり、 C_L ($\omega_x^* < 0$) の等値面が小さくなった (図 4.20a および b 参照)。この結果は、低抵抗状態では、正対風より C_w が強くなり、 C_L が弱くなることを表しており、ノッチバック車のヨー角下の後流渦を分析した先行研究[22]の傾向と一致している。さらに、低抵抗状態では新しい渦として、風下側の A ピラー渦 A_L ($\omega_x^* > 0$) と風下側の後端コーナー渦 R_L ($\omega_x^* < 0$) が形成された。 A_L は、横風によりルーフのサイドエッジからの流れによって、 R_L は、風下側の後端コーナーで巻き込まれた流れの剥離によって形成されると考えられる。また、低抵抗状態では、渦 D_L は正対風よりも背面の中心近くに形成され、 D_w は C_w の近く形成された。正対風ではほぼ同じ高さで左右に渦 W が形成されるが、低抵抗状態では W_p 、 W_n 、および W_{pw} は上下に形成された。また、これらの渦の等値面は、低抵抗状態の方が正対風よりも大きいことから、低抵抗状態ではより強い後流渦が形成されていると言える。このような後流渦の変化は、横風により風下側の後端コーナー近傍の巻き込み流れが強化され、後流の左右対称性が崩れたために生じると考えられる。

次に、低抵抗状態から高抵抗状態への変化について考察する。渦 C_L と A_L は、低抵抗状態よりも高抵抗状態の方が大きな等値面であった。よって、これらの渦は高抵抗状態の方が強いと言える。特に、 C_L は C ピラー付近の表面圧力を低下させるため、空気抵抗の増加に寄与する渦として知られている[101]。両状態においても、領域 I 近傍の風下側の背面に R_L と W_n が形成された。よって、これらの渦は、風下側の後端コーナーに付着して流れることで生じるコアンダ効果加えて、領域 I の表面圧力の低下に関連していると考えられる。両状態においても、 W_p 、 W_n 、および W_{pw} は背面中央の表面圧力の極小値である領域 II の近傍に形成された。これらの渦は、低抵抗状態よりも高抵抗状態の方が大きな等値面であり、等値面と渦中心軸は、背面中央により近い位置であった。これらの結果から、高抵抗状態では、より強化された W_p 、 W_n 、および W_{pw} が領域 II の近傍に形成されると言える。このような後流渦の変化は、風下側の後端コーナーの巻き込み流れの強化 (4.2.3.4 参照) と後流のインバランスによるものと考えられる。したがって、これらの渦は、領域 II の表面圧の極小値に関連していると言える。

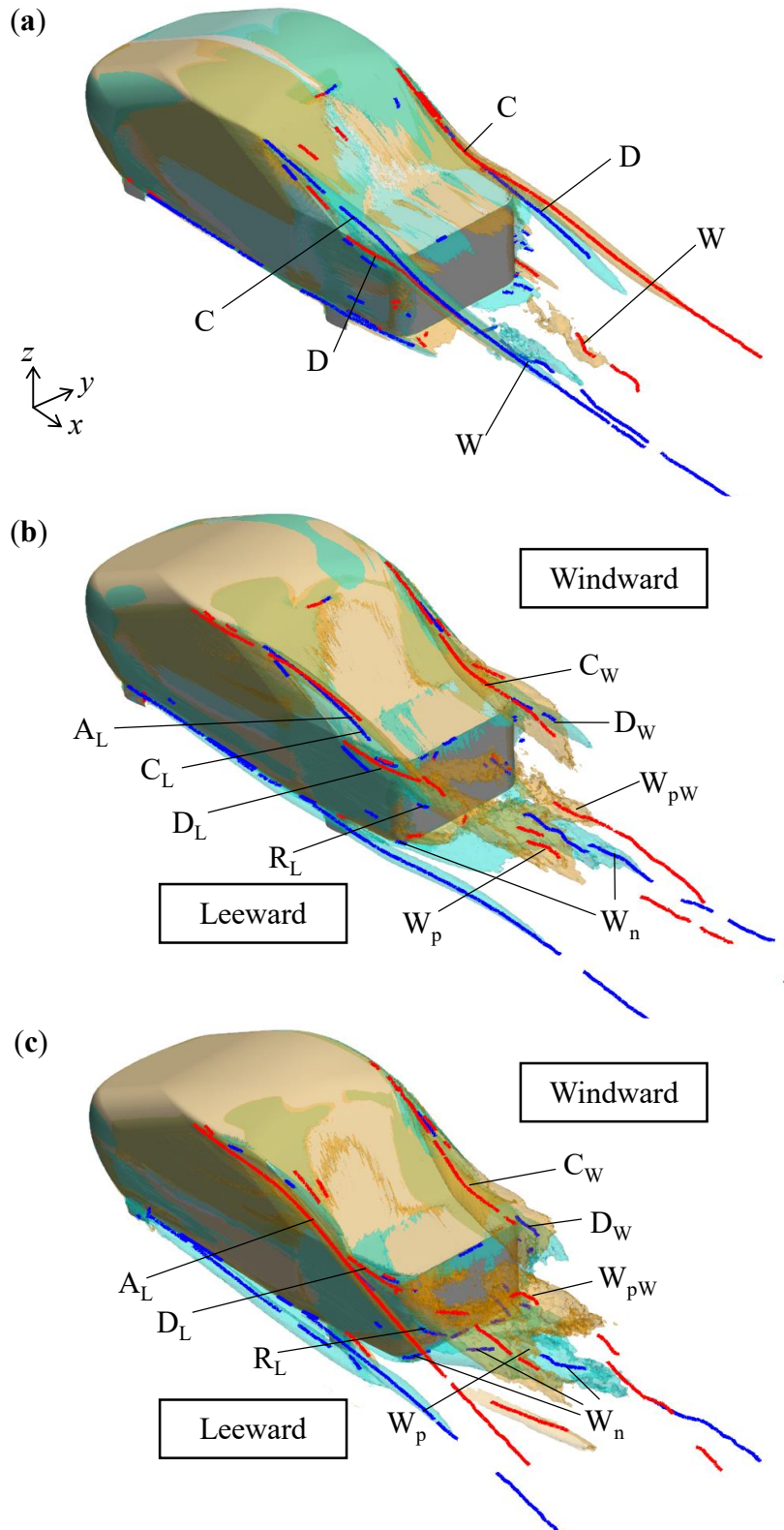


Fig. 4.19 Wake-vortex visualization (diagonal overhead view). The isosurfaces have dimensionless vorticity in the x -direction ($\omega_x^* = \pm 15$), and the lines are the vortex core lines. Red and blue represent $\omega_x^* > 0$ and $\omega_x^* < 0$, respectively: **a** $\beta = 0^\circ$; **b** $\beta = 9^\circ$; **c** $\beta = 15^\circ$

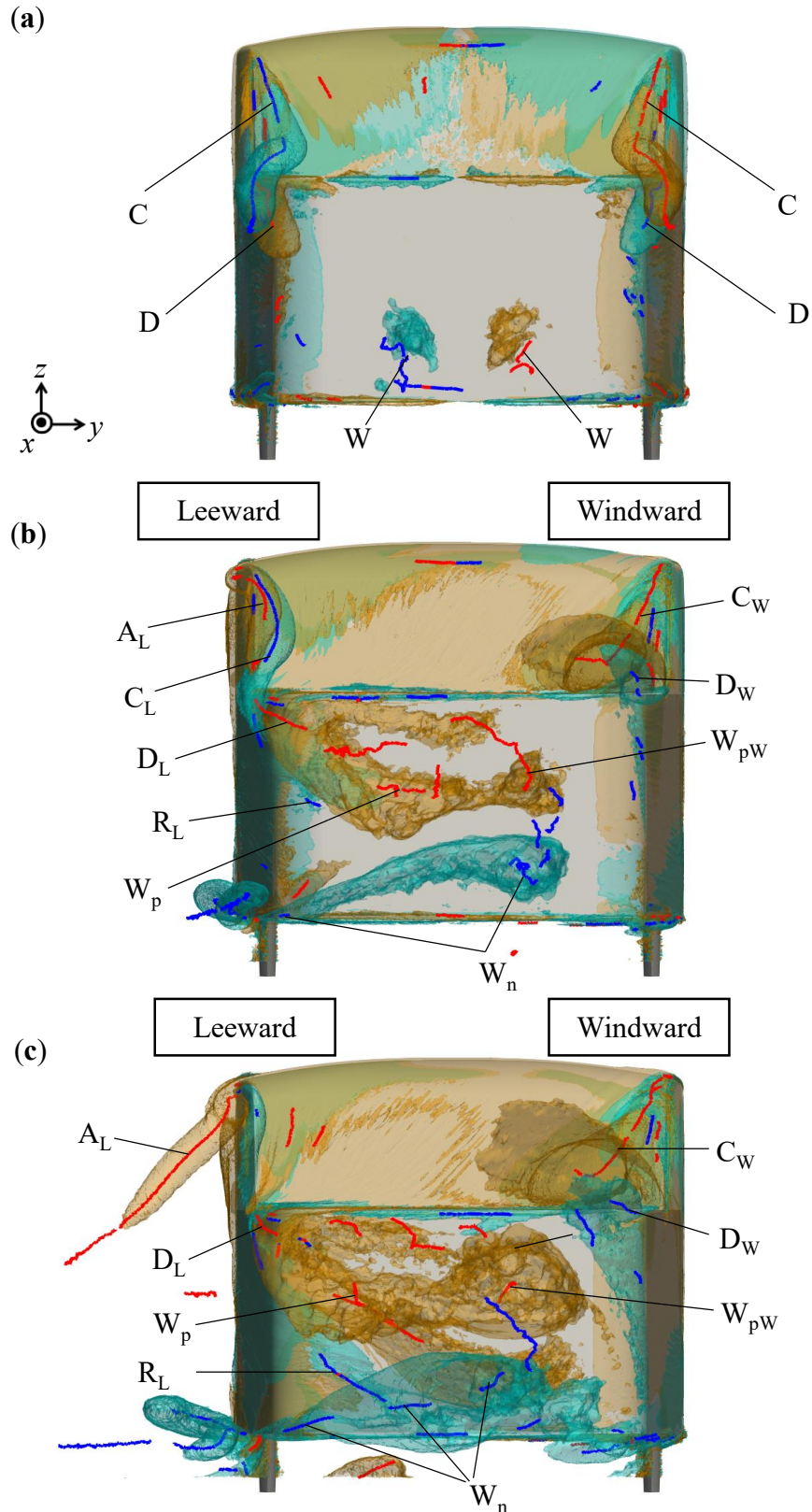


Fig. 4.20 Wake-vortex visualization (back view). The isosurfaces have dimensionless vorticity in the x -direction ($\omega_x^* = \pm 15$), and the lines are the vortex core lines. Red and blue represent $\omega_x^* > 0$ and $\omega_x^* < 0$, respectively: **a** $\beta = 0^\circ$; **b** $\beta = 9^\circ$; **c** $\beta = 15^\circ$

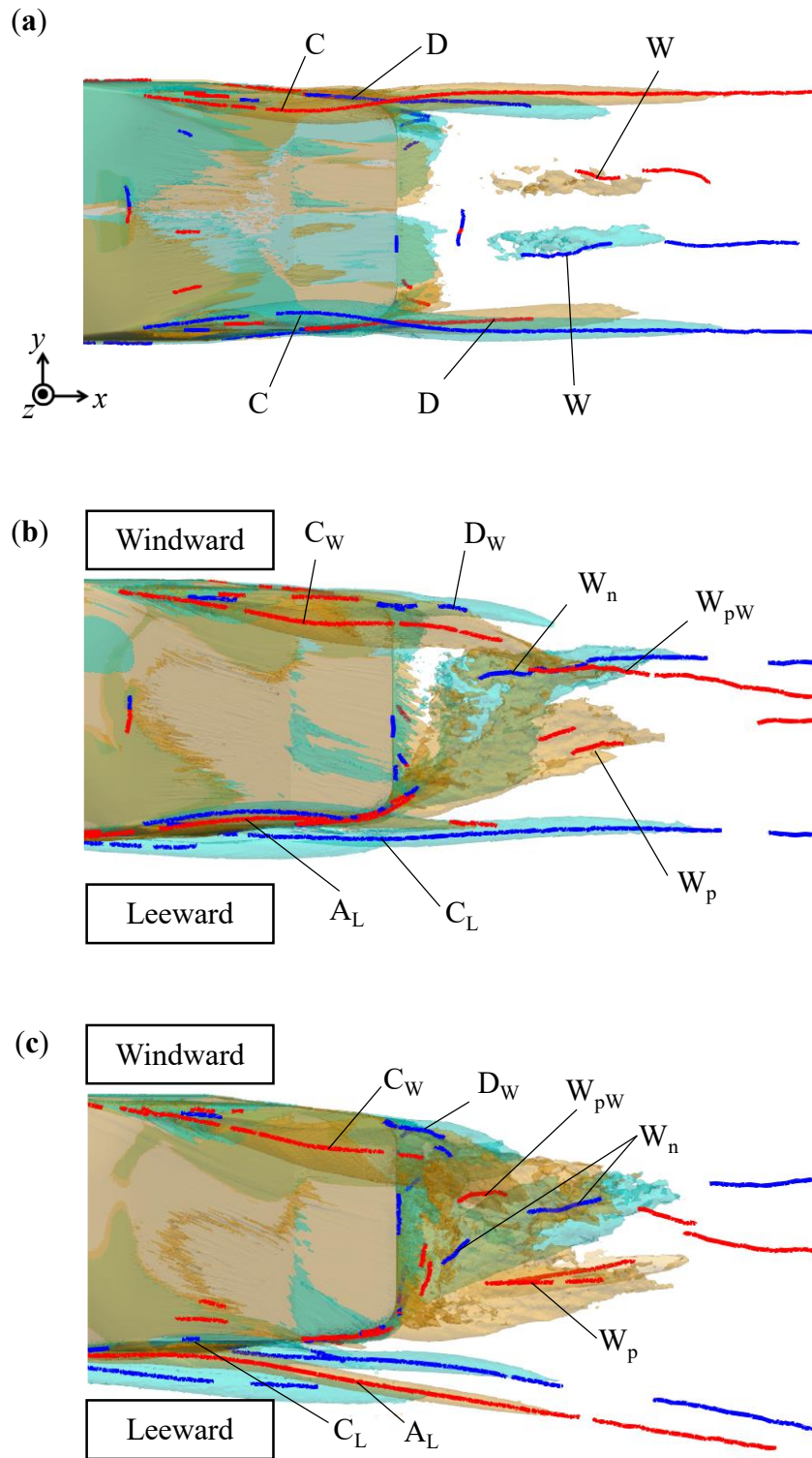


Fig. 4.21 Wake-vortex visualization (top view). The isosurfaces have dimensionless vorticity in the x -direction ($\omega_x^* = \pm 15$), and the lines are the vortex core lines. Red and blue represent $\omega_x^* > 0$ and $\omega_x^* < 0$, respectively: **a** $\beta = 0^\circ$; **b** $\beta = 9^\circ$; **c** $\beta = 15^\circ$

4.2.3.6 高抵抗状態での後流渦に関連する流れの特定

高抵抗状態の後流渦に関連する流れを特定するために、渦中心軸上にシード点を設置して流線を可視化した。

図 4.22 に R_L , W_n , W_{pw} および W_p の渦中心軸上を通過する流線を示す。領域 I の表面圧力の低下に関連する R_L は、風下側のデッキ端から後端コーナーを通過する流れが関係していることが分かった。領域 I と II の表面圧力の低下に関連する W_n は、風上側上流の床下を通過し、風下側の床下から出る流れに関連していた。領域 II の表面圧の極小値に関連する W_{pw} は、風下側のデッキ端と後端コーナーを通過する流れが関係していた。領域 II に関連する W_p は、風下側の C ピラーからトランクデッキ中央を通過する流れと関係があることが分かった。

先行研究[99]では、風下側後端コーナーの表面に流れがより付着することが、空気抵抗のそうかに関連する 1 つの要因であることを示した。加えて、後流渦の同定 (4.2.3.5 参照) で示したように、モデルの背後にできる後流渦の変化も新たな要因の 1 つである。よって、流線により特定された流れは、ヨー角下での空気抵抗増加に関連する重要な流れであると言える。

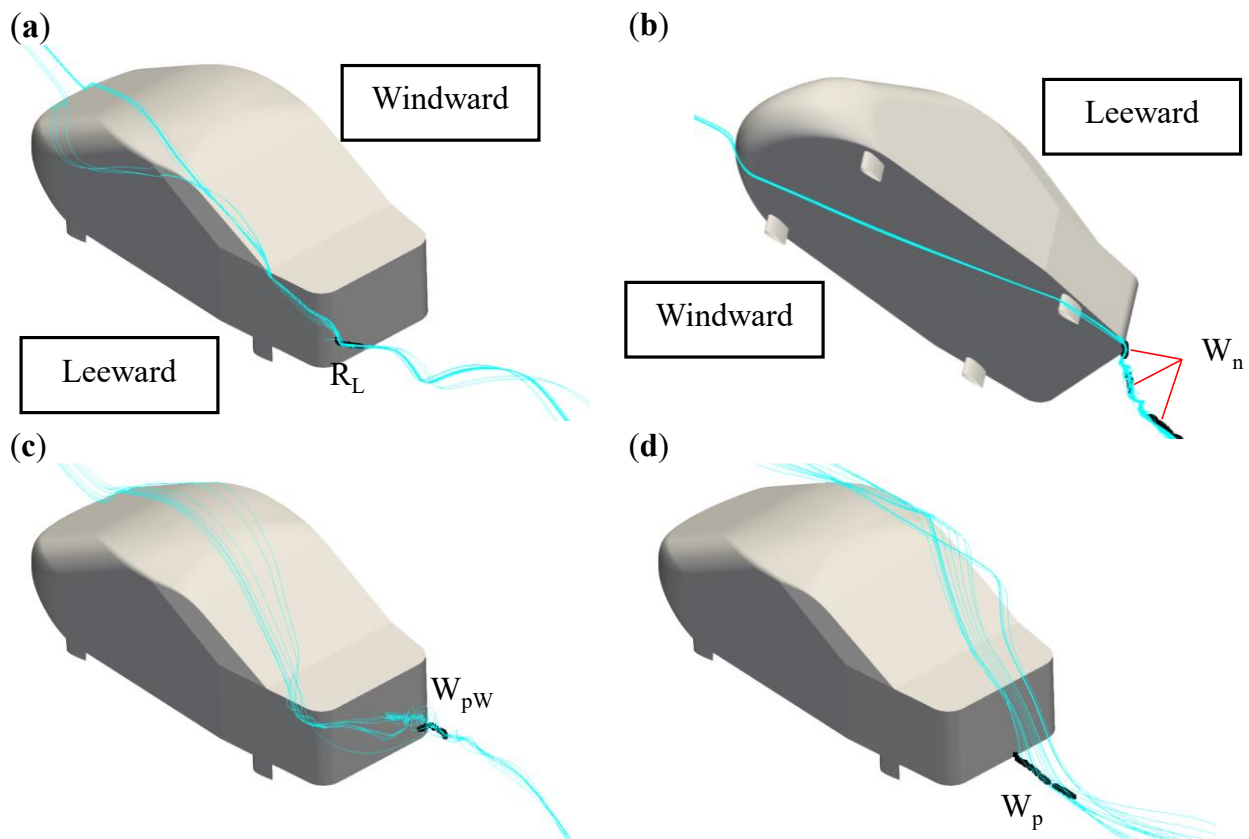


Fig. 4.22 Streamlines passing through the vortex core lines of the vortices (blue lines) and vortex core lines (black lines) in the high drag state: **a** Vortex R_L ; **b** Vortex W_n ; **c** Vortex W_{pw} ; **d** Vortex W_p

4.2.4 結言

本節では、あるヨー角下での簡易ノッチバック車モデルの顕著な空気抵抗増加を引き起こす後流渦と関連する流れを調査した。特に、風下側の後端コーナー周辺の流れにおいて、容易に剥離するパターンと、よりコーナー表面に沿って流れるパターンの切り替わりで発生する際の空気抵抗増加に着目した。実験と定性的な相関が取れた CFD の結果に対して、2つの渦同定手法を適用した。結果、モデル後部の風下側と中央付近に4つの渦が同定された。これらの渦は低抵抗状態よりも高抵抗状態の方が強かった。したがって、同定された渦は、風下側の後端コーナーでのコアンダ効果に加えて、高抵抗状態での背面圧力の低下を引き起こし、空気抵抗の増加に関連すると考えられる。

さらに、渦中心軸を通過する流線を可視化し、渦に関連する流れを特定した。可視化結果より、風下側のデッキ端周辺、床下、および風下側のピラーからデッキ中央までの流れが特定された。これらの結果は、風下側の後端コーナーに加えて、ヨー角の増加に伴う空気抵抗の増加に関連する重要な流れであることを意味する。

本研究では、後端コーナー周辺の流れの変化を強調するために、簡易ノッチバック車モデルを使用した。定量的な精度を高めるためには、この現象を詳細な形状を有する実車で検証する必要がある。後流渦に関連する流れは明らかになったが、空気抵抗の増加を抑制するために流れをどのように制御すべきかについては不明であり、制御方法の開発が今後の研究課題である。

4.3 並走条件下と横風条件下における簡易自動車モデルの後流渦の同定

4.3.1 背景/目的

自動車が行進中に遭遇する様々な路上環境の変化は、高応答の多孔ピトー管を取り付けた車両を運転し風向/風速を計測することで、近接流の変化の特徴が明らかにされている[85][86][87]。これらの特徴を風洞で再現し、空気抵抗に与える影響も調査されている[102][103]。一方で、実際の走行時に空気抵抗をさらに低減するためには、様々な路上環境の外乱によって引き起こされる個々の空力現象を理解することも重要である。

これらの空力現象の 1 つは、隣接する車線を走行する別車両の空力効果である。隣接車線を走行する車両によって引き起こされる横力やモーメントの変化は、走行安定性に影響を与える。山本らは 2 つの車両モデルを用いて風洞実験を行い、得られた空気力の変化から車両運動への影響を調査した[104]。Noger らは、過渡的な横力とヨーイングモーメントに対して、前後左右の車間距離や相対速度、横風などの様々なパラメータとの関係を明らかにした[105]。さらに、隣接する車線を走行する車両の非定常空力シミュレーションが実行された[106]。Ishioka らは、空気力と車両運動をインタラクティブに扱う強連成の重要性を指摘した[107]。

近年、隣接車線を走行する 1 つのケースとして、並走条件下での空気抵抗変化について詳細な分析と定量的な評価が報告されている。Shimizu らは、2 つ車両モデルを使用して風洞試験を実施し、空気抵抗変化の原因は、主に並走車両が作る圧力場による圧力効果と風向変化であることが分かった[100][108]。これらの影響をより詳細に推定するために、中島らは数値シミュレーションを実行し、圧力効果が支配的であることを明らかにした[109]。Shimizu らは、風向変化を一様な横風と仮定し、並走条件下での空気抵抗変化の説明を試み、その結果、圧力効果と一様な横風の影響以外のその他の効果も存在することが報告されている[110]。

そこで、本節では、その他の効果を明らかにするために、数値シミュレーション結果から、並走条件下での空気抵抗変化に関連する渦を同定し、これらの渦に関与する流れも特定することを目的とする。まず、並走条件から圧力効果を除いた表面圧力と一様な横風条件下での表面圧力を比較し、空気抵抗に寄与する背面の低圧領域を特定する。次に、表面圧力の低下に対応する渦を 2 つの渦同定手法を用いて同定する。最後に、これらの渦に関連する流れを特定するために、渦中心軸を通過する流線の可視化を行う。

4.3.2 方法

4.3.2.1 簡易ノッチバック車モデルとトラックモデル

図 4.23 に本研究で用いた 20%スケールの簡略化されたノッチバック車モデルとトラックモデルを示す。これらの形状は、Shimizu らの風洞実験で用いられた形状[108][110]同じであり、自動車モデルは、セダン周りの特徴的な流れ構造[15]を再現している。自動車モデルの車長 L ，車幅 W ，車高 H はそれぞれ 840，320，320 mm であり，並走車両であるトラックモデルはそれぞれ 1,200，410，390 mm であった。

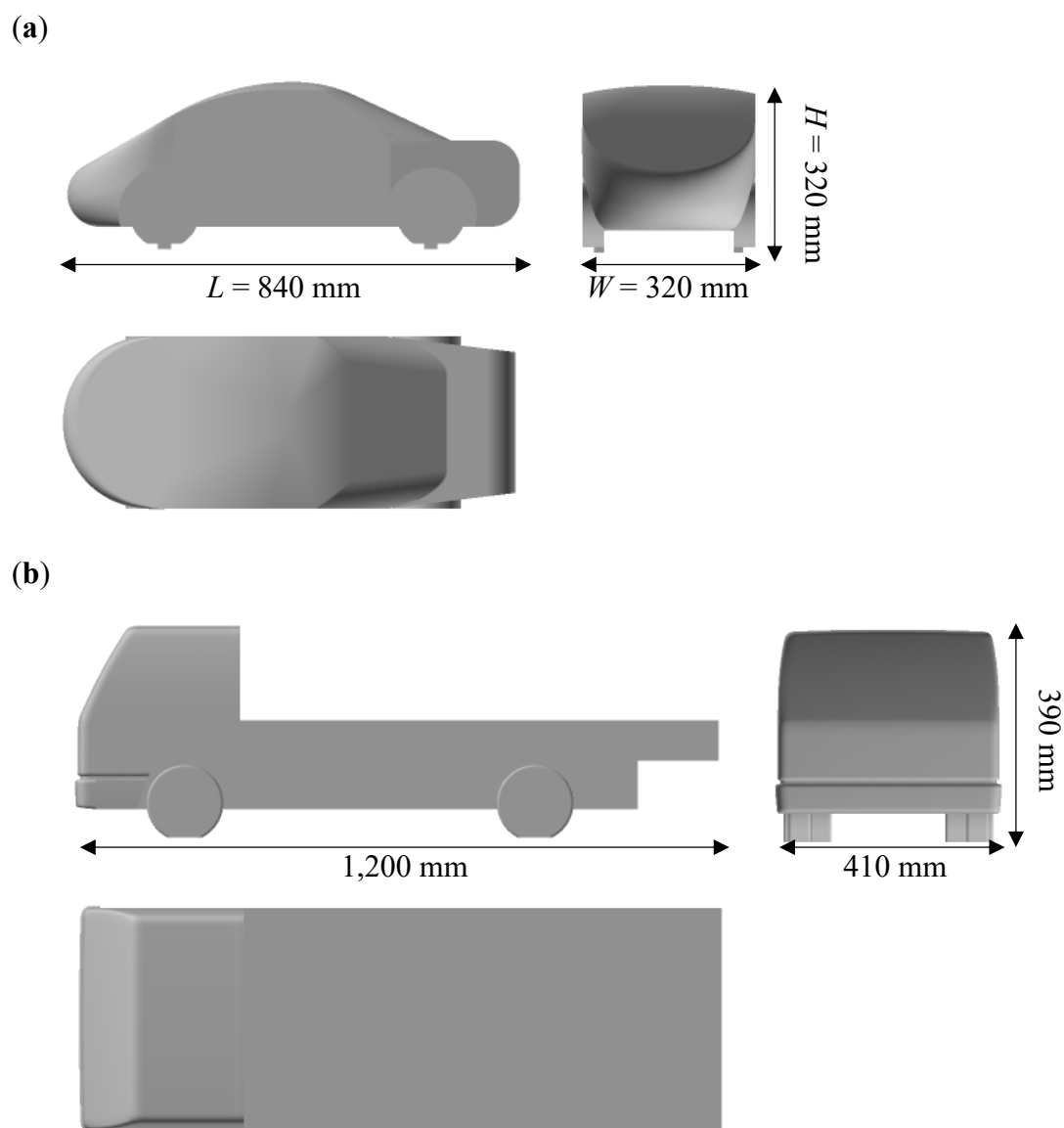


Fig. 4.23 Investigated vehicle models with simplified geometry: **a** automobile model; **b** truck model as the parallel running vehicle

4.3.2.2 車両の位置関係

図 4.24 に並走状態での車両の相対位置を示す. 2 台の車間距離は $1.0 W$ とした. 並走車両の前端と自動車モデルの後端までの距離で定義される相対位置は, 先行研究[108]において空気抵抗の増加が最大となる $0.5 L$ とした.

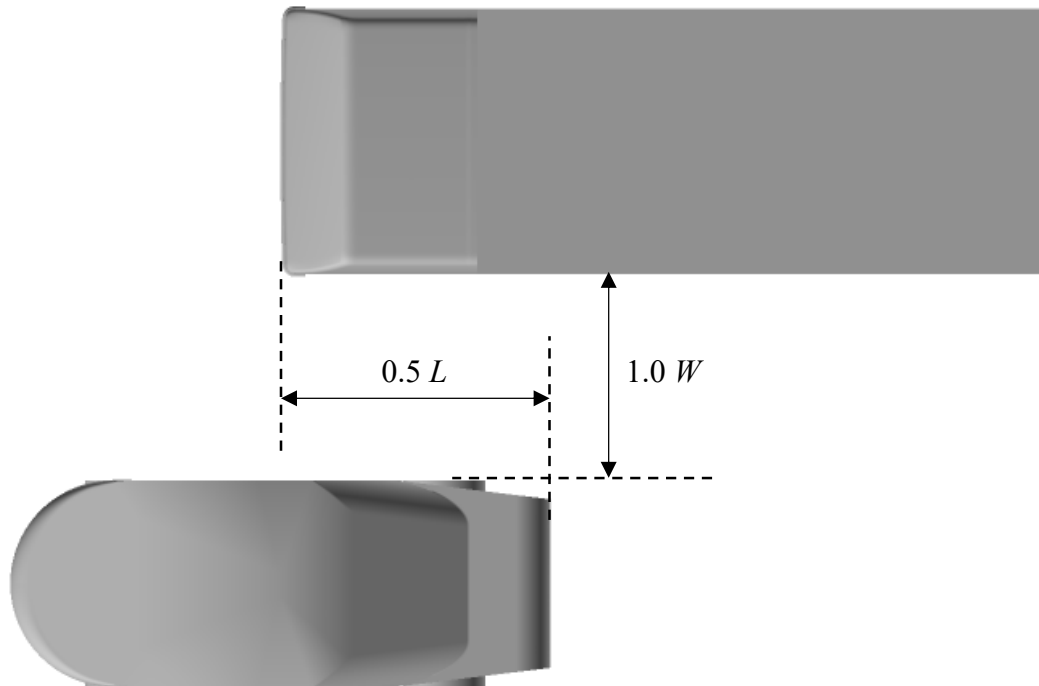


Fig. 4.24 Relative position of the vehicles under the parallel running condition

4.3.2.3 数値計算手法

数値計算の実行には、非構造格子の節点中心有限体積法に基づく FrontFlow/red[68]を用いた。計算スキームは、Nakashima らの設定[69]を用い、以下に詳細を示す。乱流モデルは、Large-Eddy-Simulation (LES) とし、サブグリッドスケールの渦粘性には標準スマゴリンスキーモデルを用いた。空間の離散化スキームには2次精度中心差分を用い、数値振動を抑制するため、対流項には5%の1次精度風上差分をブレンドした混合スキームを用いた。時間積分には、1次精度のオイラー陰解法を用いた。圧力と速度のカップリングには、simplified marker and cell (SMAC) 法を用いた。

並走条件と一様横風条件の計算領域および境界条件は図 4.25 のように設定した。一様横風条件はヨー角を 4° とした (4.3.2.4 参考)。主流速度 $U_0 = 20 \text{ m/s}$ とし、モデルの車長 L に基づくレイノルズ数は先行研究の実験[108]と同様に 1.1×10^6 とした。空間格子は主に四面体とし、並走条件下のスライディング領域は六面体の構造格子を用いた。総格子数は並走条件で2,300万、一様横風条件で3,400万であった。後流渦の同定を行うため、実時間で0.5秒の時間平均場を得た。

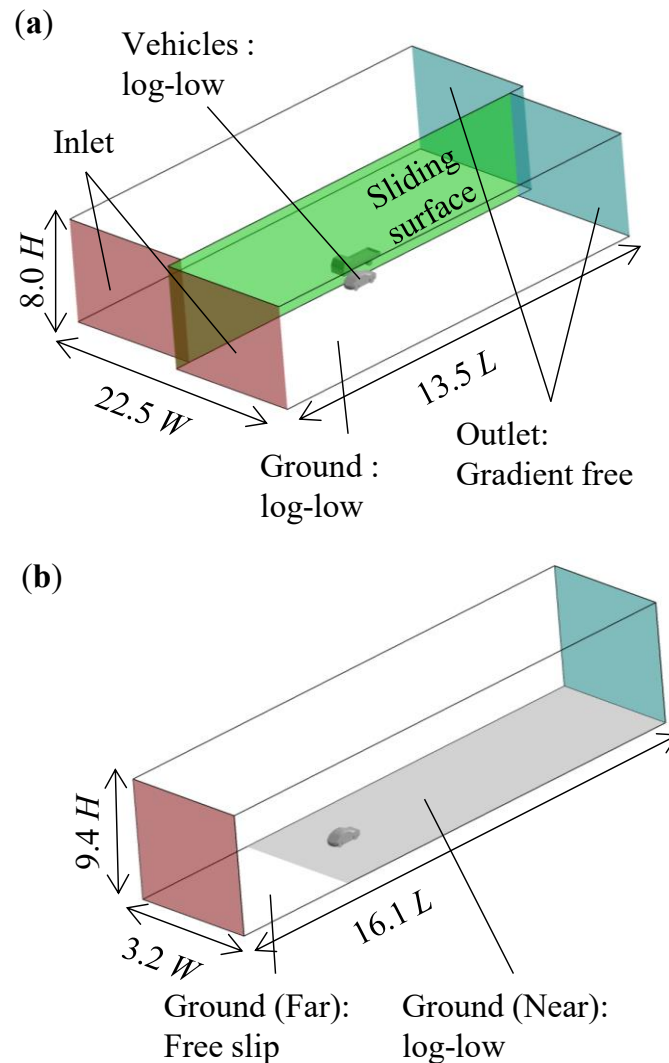


Fig. 4.25 Computational domain and boundary conditions: **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind of 4° yaw angle condition

4.3.2.4 並走条件下での空力現象の分離手法

並走条件下での空力現象を分離する手法として、Shimizu らの方法[110]を用いた。

まず、並走車両の周囲に形成される圧力分布が直接自動車モデル与える効果、つまり圧力効果を分離する。空気抵抗変化に対する圧力効果は、並走車両が単独で走行する場合に形成される圧力分布を自動車モデルに投影することで推定される。

次に、並走車両が形成する風向変化の影響を分離する。この影響は、ヨー角 4° の一様な横風であると仮定し、一様横風下の自動車モデルの空気抵抗として推定される。なおヨー角は、2 車間の流れ場の最大ヨー角として実験的に定義される。

最後のその他の効果は、並走条件下から上記 2 つの効果差し引いたものとして定義される。

4.3.3 結果・考察

4.3.3.1 表面圧

図 4.26 に、並走条件下から圧力効果を差し引いた表面圧力分布とヨー角 4° の一様横風条件下での表面圧力分布を示す。コンターは時間平均された圧力係数（式 (4.3) 参照）を表している。並走条件下から圧力効果を差し引いた表面圧力分布は、一様横風条件と比べて、C ピラー（領域 I）の近くおよび開放側の背面上部（領域 II）と下部（領域 III）で低下した。背面の圧力の低下は空気抵抗に寄与ため、これらの低圧領域は、空気抵抗の増加を引き起こすと考えられる。

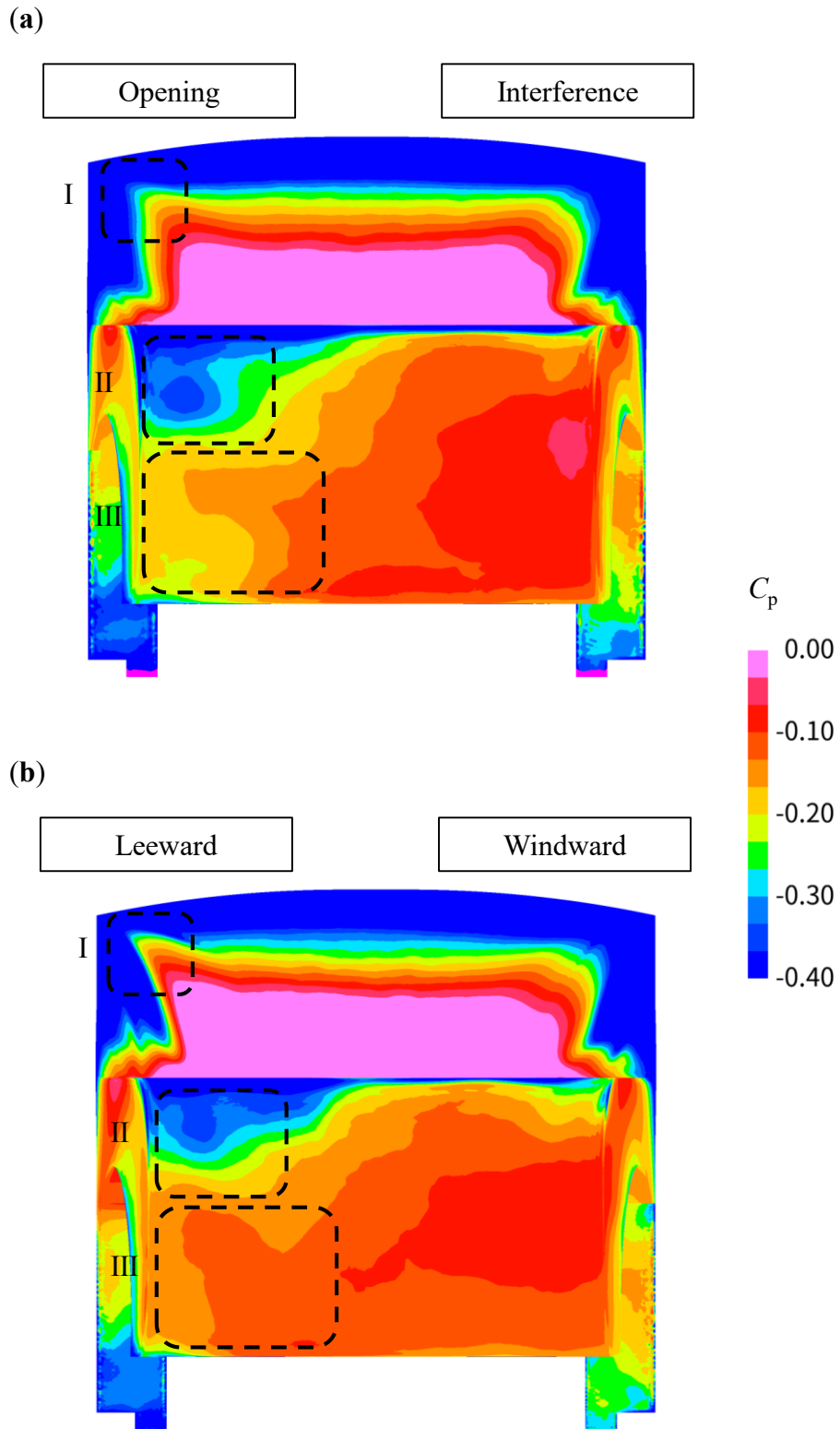


Fig. 4.26 Distribution of the pressure coefficient on the back: **a** excluding the pressure effect from the parallel running condition; **b** uniform crosswind of 4° yaw angle

4.3.3.2 渦の同定

図 4.27-28 に並走条件下とヨー角 4° の一様横風条件下での渦の可視化結果を示す。等値面は式 2.7 で定義される速度勾配の第二不変量 $Q=3,000$ であり、線は本研究で開発した手法による渦中心軸である。ノイズとなる渦中心軸を除去するため、渦中心点が 5 個以上で構成される渦中心軸のみを可視化している。赤および青色は、それぞれ車長方向の渦度の正と負に対応する。

渦 I は開放側（風下側）の A ピラー渦である。並走条件における渦 I の等値面は、一様横風条件と比べて小さかった。一般に、風下側の A ピラー渦は、正対風から一様横風条件へと変化すると強化されることが知られている[22]。ゆえに、並走条件では、A ピラー周辺の流れ場は一様な横風ではないと考えられる。ただし図 4.27a より、並走条件においては、渦 I は自動車モデルの車幅中央方向に向かっており、表面圧力が低下する領域 I の近くに形成された。したがって、渦 I が領域 I の圧力低下に関連すると考えられる。

渦 II は開放側（風下側）の C ピラー渦である。図 4.28 中の領域 A に示すように、並走条件では、渦 II は一様横風条件よりもわずかに後流に向かって長くなっていた。したがって、並走条件での渦 II は、横風条件よりもわずかに強いと考えられる。風下側の C ピラー渦は、正対風から一様横風条件へと変化すると弱くなることが知られている[22]。ゆえに、並走条件では、C ピラー周辺の流れ場は一様な横風ではないと考えられる。領域 A は、表面圧力が低下する領域 II の近くに形成された。したがって、渦 II が領域 II の圧力低下に関連すると考えられる。

渦 III は、開放側（風下側）の後流渦である。並走条件では、渦 III は一様横風条件と比べて大きな等値面となった。したがって、並走条件での渦 III は、横風条件よりも強いと考えられる。さらに、渦 III は、表面圧力が低下する領域 III の近くに形成された。したがって、渦 III が領域 III の圧力低下に関連すると考えられる。

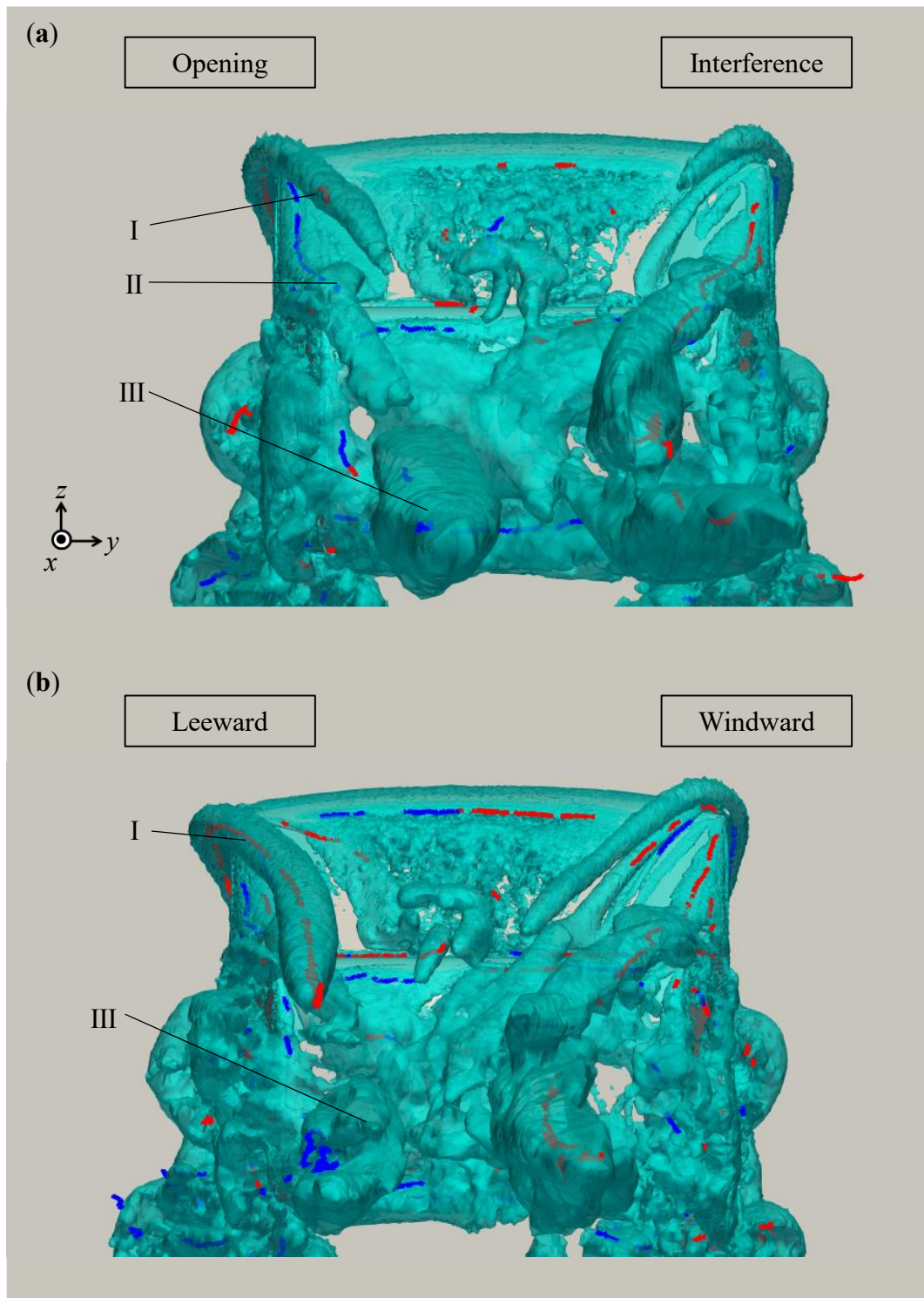


Fig. 4.27 Visualization of wake vortices (back view) by the isosurface of the second invariant of the velocity gradient tensor $Q = 3,000$ and the vortex core lines; **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind condition

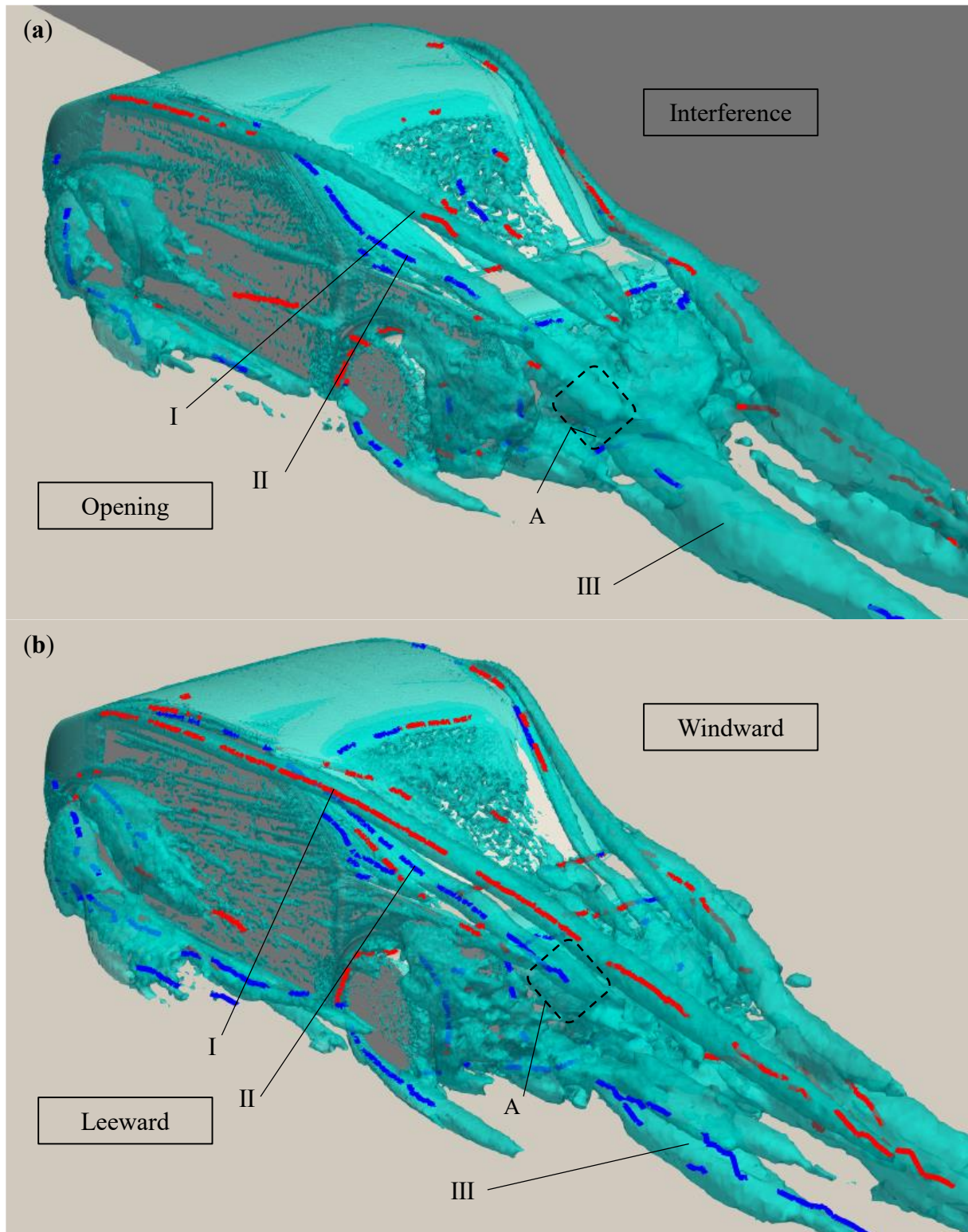


Fig. 4.28 Visualization of wake vortices (diagonal view) by the isosurface of the second invariant of the velocity gradient tensor $Q = 3,000$ and the vortex core lines; **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind condition

4.3.3.3 空気抵抗増加に寄与する渦に関連する流れの特定

図 4.29 - 31 に、並走条件および一様横風条件での渦ⅠからⅢの渦中心軸を通過する流線を示す。

図 4.29, 30 中の渦ⅠとⅡに関連する上流側の流線を見ると、並走条件では、一様横風条件と比べて車長方向と平行に流れていることが分かる。つまり、並走条件下での風向変化は、一様な横風でなく、非一様性を有していることが分かる、特に、上流側の流れの非一様性は、空気抵抗増加に関連する開放側の A ピラー渦と C ピラー渦の形成に影響を及ぼすと考えられる。

図 4.31 中の渦Ⅲに関連する流線は、並走条件と一様横風条件ともに床下側を通過していた。しかし、並走条件では、領域 B で示す開放側の後端側面を通過する流線が可視化させた。この結果は、開放側の後端側面を通過し後流へと巻き込まれる流れが、並走条件においては強化されることを示唆している。

開放側の後端側面を通過し後流へと巻き込まれる流れを詳細に分析するために、図 4.32 に背面の中央高さにおける開放側の後端側面近傍の速度分布を示す。コンターは y 方向速度を表し、矢印は 2 次元速度ベクトル(u_x, u_y)である。並走条件では、一様横風条件よりも開放側の後端側面の近傍（領域 C）の y 方向速度が正である領域が広いことが分かる。したがって、並走条件では、開放側の後端側面を通過し後流へと巻き込まれる流れが強化されると言える。この原因は、2 台の車両の流れが互いに干渉するために生じるものを考えられる。

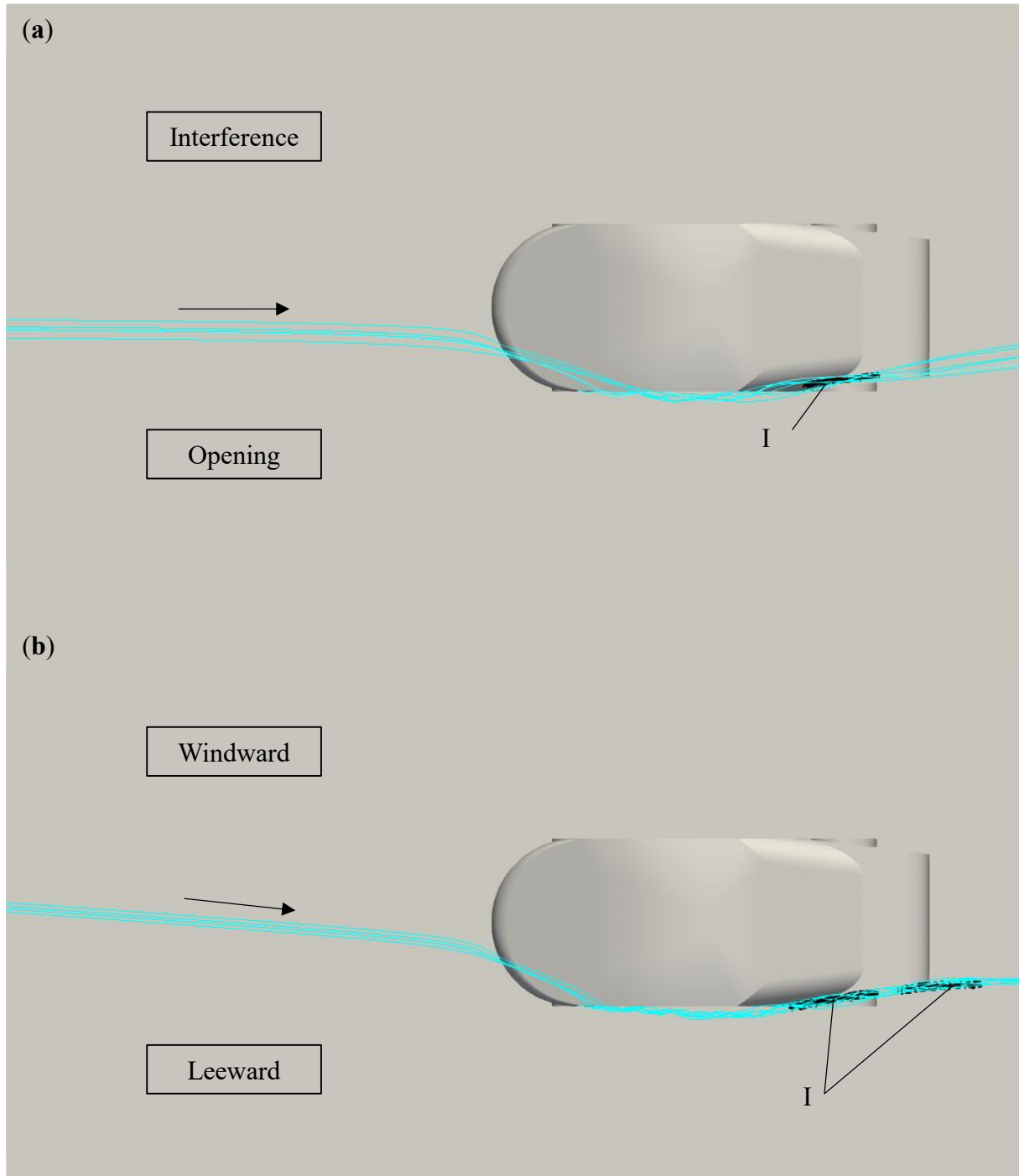


Fig. 4.29 Streamlines (blue lines) passing through the vortex core lines of Vortex I and vortex core lines (black lines) in top view; **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind condition

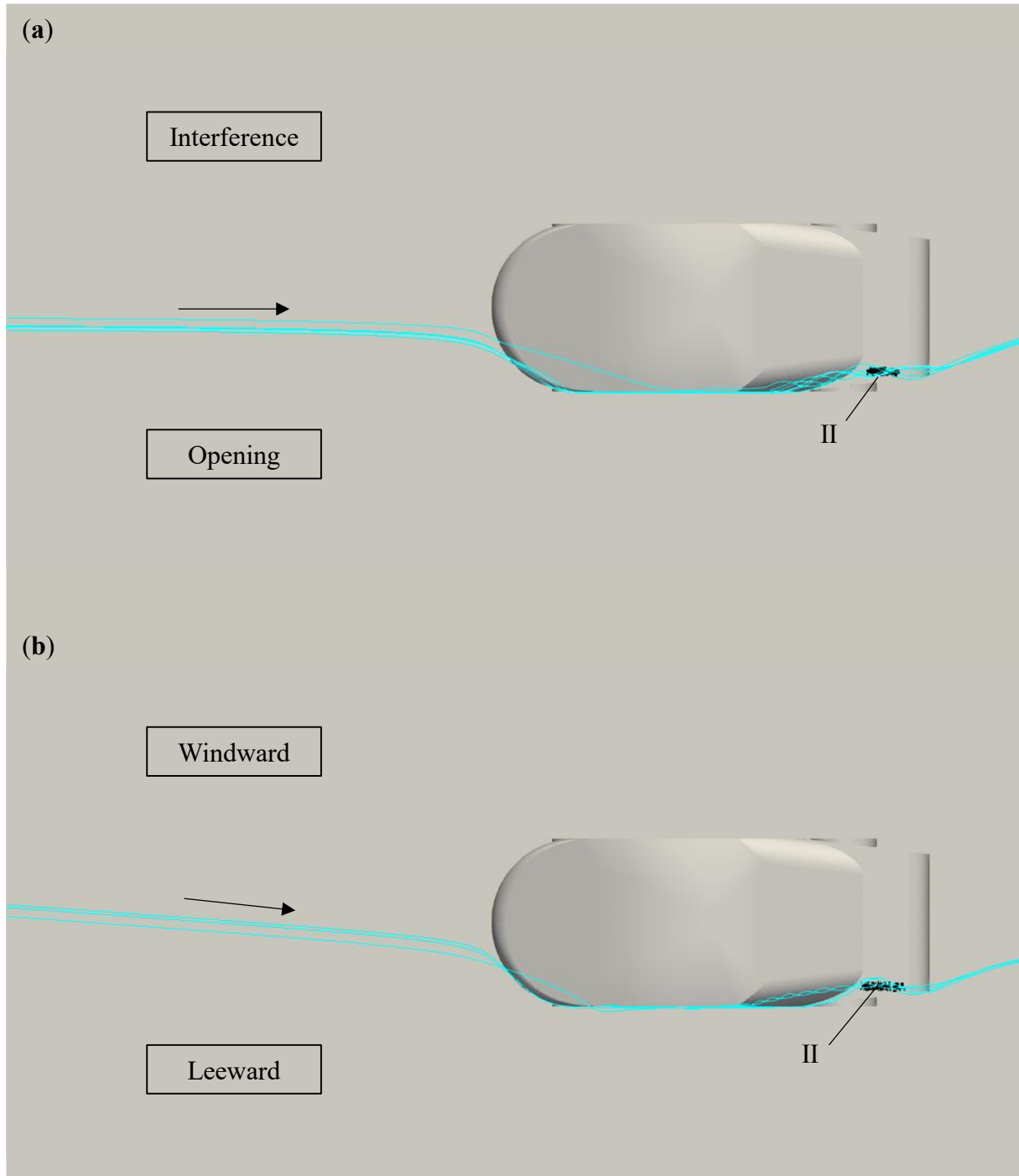


Fig. 4.30 Streamlines (blue lines) passing through the vortex core lines of Vortex II and vortex core lines (black lines) in top view; **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind condition

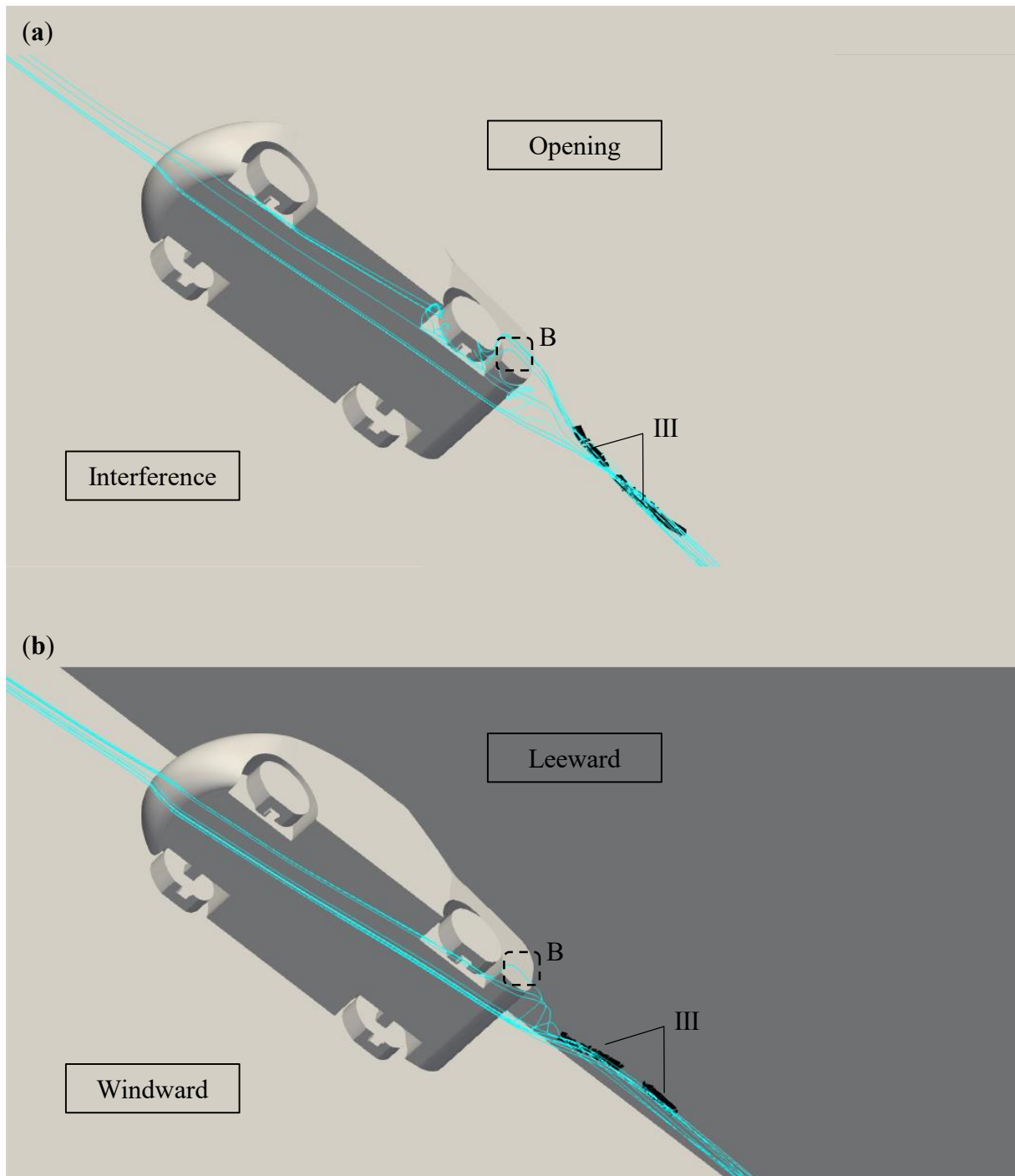


Fig. 4.31 Streamlines (blue lines) passing through the vortex core lines of Vortex III and vortex core lines (black lines) in under view; **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind condition

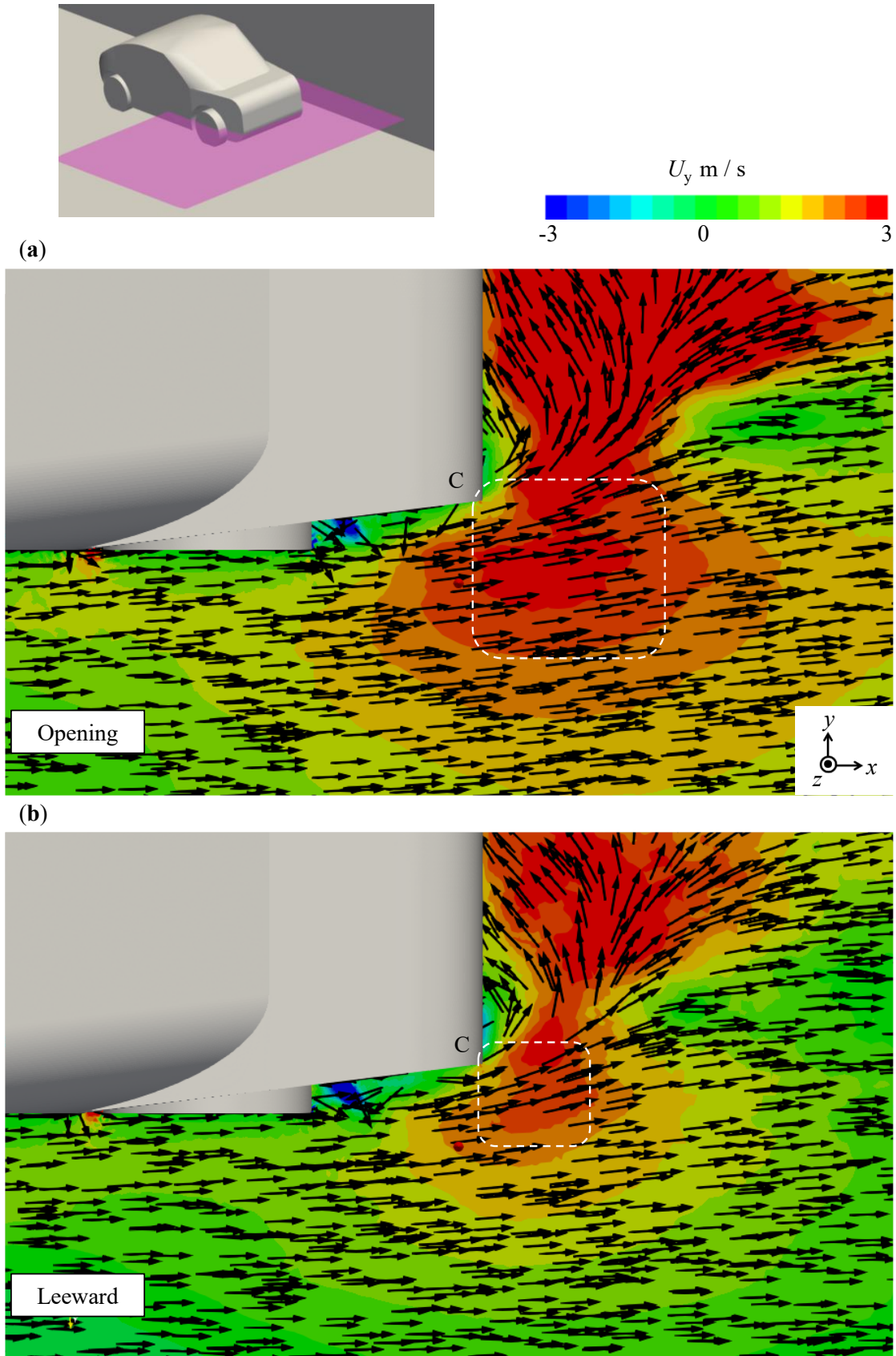


Fig. 4.32 Distribution of time-averaged velocity in the y -direction around the rear-end corner on the opening (leeward) side: **a** parallel running condition; **b** uniform crosswind condition

4.3.4 結言

本節では，並走条件下での圧力効果と風向変化以外のその他の効果を明らかにするために，並走条件下での空気抵抗変化に関連する渦を数値シミュレーション結果から特定し，これらの渦に関連する流れも特定した．

並走条件下から圧力効果を除いた開放側の表面圧力は，一様横風条件よりも低下した．表面圧が低下した領域近傍には，開放側の A ピラー渦，C ピラー渦，後流渦が形成された．これらの渦に関連する流れを可視化することにより，開放側の上流の流れと後端側面の流れが関与することが分かった．

これらの結果から，並走条件下での空気抵抗増加は，圧力効果と一様横風の効果に加えて，開放側の上流の流れの非一様性と後端側面の流れの巻き込みを強化する干渉効果であることが分かった．

今後は，これらの流れを制御する方法を考案し，並走条件下での空気抵抗増加を抑制することが課題である．

第5章 Implicit high-order filter による前処理を用いた渦中心軸の断片化抑制

本手法により、自動車周りの流れ場において、渦中心軸の断片化が抑制され、さまざまな問題に応用することができた。一方で、渦中心軸の断片化が未だに残っている部分がある。本章では、渦中心軸断片化を抑制するために、ローパスフィルタの1つである Implicit high-order filter を用いて前処理を行った事例を述べる。

5.1 背景/目的

5.1.1 渦中心軸の断片化を抑制する既往研究

表 5.1 に、渦同定の過程における渦中心軸の断片化となる原因とその対策を示す。

1つ目は、渦同定に必要な入力データにおける数値ノイズの削除である。具体的には、数値計算から得られる速度や圧力が持つ数値誤差、速度勾配テンソルや圧力ヘシアンを求める際の勾配計算による離散化誤差、関心のない小さな空間スケール（高波数）の渦の情報などである。これらを除去することで、複雑な流れ場を平滑化し、渦中心点の配置を単純化することができる[111]。また、渦同定の最初のプロセスとなるため、入力データに対する前処理は重要であることが指摘されている[112]。Bauer and Peikert は、ローパスフィルタの1種であるガウシアンフィルタを入力データに施すことで数値ノイズの削除を行った[113]。Sahner et al は、物理量を2次のスプラインで近似する方法を提案した[43]。この方法は、物理量を空間3変数の2次までの多項式で近似することで、解析的に空間微分を求めることができる。離散化による空間微分の計算を必要としないため、離散化誤差が現れない点が特徴である。Günther et al は、流れ場の特徴量として物理量の最大値と最小値に着目し、これらを維持しつつ入力データを平滑化する方法を提案した[114]。

2つ目は、偽陽性となる渦中心点の削除である。これに対する対策としては、Tricoche et al が提案した渦中心点を畳み込む方法がある[115]。具体的には、渦中心点同士の距離および渦度絶対値に関する2つの閾値を設け、偽陽性の渦中心点を畳み込む。

3つ目は、渦中心軸の構築方法である。渦中心軸の構築方法は、ある点から出発し、圧力の極小点を探索しながら徐々に中心軸を成長させる Growing skelton 型[50]と渦中心点を求めそれらをつなぎ合わせる Connection vortex center points 型[59]がある。

最後の4つ目は、偽陽性となる渦中心軸の削除である。これに対しては、渦中心軸の長さやスカラー量などに閾値を設け、不要な渦中心軸を削除することが行われる。

Table 5.1 Causes of vortex core line fragmentation and measures in the process of vortex identification

Process of vortex identification	Cause of vortex core line fragmentation	Measures
1. Input data	Numerical noise	Low pass filter[113] Approximation by quadratic superspline[43] Smoothing by topological features[114]
2. Finding vortex center points	False positive points	Convolution[115]
3. Construction of vortex core lines	Construction algorithm	Growing skeleton[50] Connection vortex center points[59]
4. Visualizing vortex core lines	False positive lines	Threshold

5.1.2 着眼点

本研究では、渦中心軸の断片化抑制のために、**Implicit high-order filter**[116][117]に着目した。このフィルタは、ローパスフィルタの一種であり物理的意味が明確であること、また、一般的に用いられるローパスフィルタと比べて、低波数領域に与える影響を抑えつつ高波数領域を減衰できる点が特徴である。さらに、非構造格子にも適用でき、並列計算も可能なため、自動車周りの数値流体解析結果に対して有用であると考えられる。

5.1.3 目的

そこで、本研究では、セダンタイプ車両周りの数値流体解析結果に対して **Implicit high-order filter** を適用し、低圧旋回渦の同定手法を用いることで、渦中心軸の断片化が抑制されることを検証する。

5.2 Implicit high-order filter

Guedot らが提案した波数空間での Implicit high-order filter[117]のフィルタ関数 $G(k)$ を式 (5.1) に示す.

$$G(k) = \left(1 + \frac{\sin^{2p}(k\Delta x/2)}{\sin^{2p}(k_c\Delta x/2)}\right)^{-1} \quad (5.1)$$

ここで, k は波数, k_c はカットオフ波数, Δx は格子幅である. カットオフ波数は, 実空間におけるフィルタ幅 Δ を設定することで, $k_c = 2\pi/\Delta$ と求められる. p は自然数で, $2p$ を Implicit high-order filterの次数と呼ぶ. 図 5.1にカットオフ波数で無次元化した波数に対するフィルタ関数の分布を示す. ガウシアンフィルタと比較すると, Implicit high-order filterのフィルタ関数は, カットオフ波数近傍で鋭く遮断する. さらに, 高次のフィルタになると, より鋭く遮断することが分かる. つまり, Implicit high-order filterは低波数領域に与える影響を抑えつつ, 高波数領域を減衰させることができる.

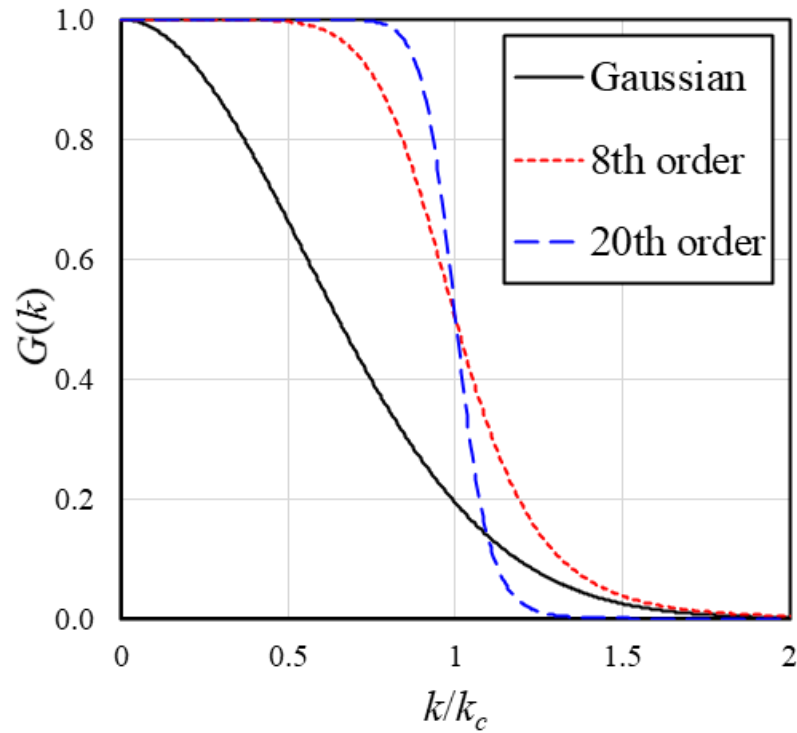


Fig. 5.1 Filter functions of implicit high-order filters, for order 8 and 20th, compared to Gaussian filter.

非構造格子において、フィルタ後の物理量を得るには、式 (5.2) の代数方程式を解く。

$$(I + D^p)\phi' = \phi \quad (5.2)$$

ここで、 ϕ は各格子点の物理量を要素に持つベクトル、 ϕ' はフィルタ後の物理量のベクトル、 I は単位行列である。 D' はフィルタによって修正されたラプラシアン演算子で、式 (5.3) (5.4) で表される。

$$(D'\phi)_i = (\nabla \cdot \beta \nabla)\phi_i \quad (5.3)$$

$$\beta = -\frac{\Delta x^2}{4 \sin^2\left(\frac{k_c \Delta x}{2}\right)} \quad (5.4)$$

5.3 方法

5.3.1 データセット—セダン周りの流れ場の数値計算

フロントタイヤ周りの渦を同定するために、データセットは 3.4.1 で説明したセダン周りの時間平均された流れ場を用いた。

5.3.2 Implicit high-order filter の設定

渦中心軸の断片化の原因の 1 つは、渦中心点が周囲に密集し、渦中心軸の構成を阻害するためである。これは数値的ノイズや格子幅程度以下に対応する高波数の渦の影響と考えられ、それらを除去するためのフィルタ幅を設定する必要がある。渦同定手法では圧力ヘシアンを用いるため、最高で 2 階の空間微分を計算する。この微分計算時に発生する数値的ノイズを除去するためには、第 2 隣接格子まで包含する幅をフィルタ幅として採用するのがよいと考えられる。そこで、 i 番目の格子に適用するフィルタ幅 Δ_i は、格子の体積 V_i 、自然数 n を用いて、

$$\Delta_i = n\sqrt[3]{V_i} \quad (5.5)$$

とし、 $n=4$ と設定した。非構造格子の格子幅を便宜上 $\sqrt[3]{V_i}$ と評価している。また、構造格子のように規則正しく並んだ格子を仮定すると、 $n=4$ とすることで第 2 隣接格子まで包含する幅となる。

フィルタの次数は、できるだけ高次を採用すればよいが、式 (5.2) の D^p が密行列になってしまう。そのため、必要なメモリの増加や代数方程式の計算時間の増加を引き起こしてしまう。これらを考慮して、本研究ではフィルタの次数を $p=8$ とした。

フィルタ後の物理量は、以下の手順で得た。まず、前節で得られた計算結果の時間平均された圧力と速度から圧力勾配、圧力ヘシアンおよび速度勾配テンソルを求めた。そして、上記 5 つの物理量に対してフィルタ操作を実行することで、渦同定で用いる物理量を得た。

5.4 結果・考察

5.4.1 定性的評価—後流の渦中心軸

図 5.2 に、物理量に対するフィルタ操作の有無による、セダンタイプ車両の後流付近における渦中心軸の可視化結果を示す。黒線で示される渦中心軸は、フィルタ操作を行っていない場合（図 5.2a）と比べて、フィルタ操作を行った場合（図 5.2b）の方が連続してつながっており、1 本当たりの渦中心軸も長くなっているように見える。図 5.2 中の青点線で示した領域 I は、上記の傾向が顕著に表れている領域の 1 つである。

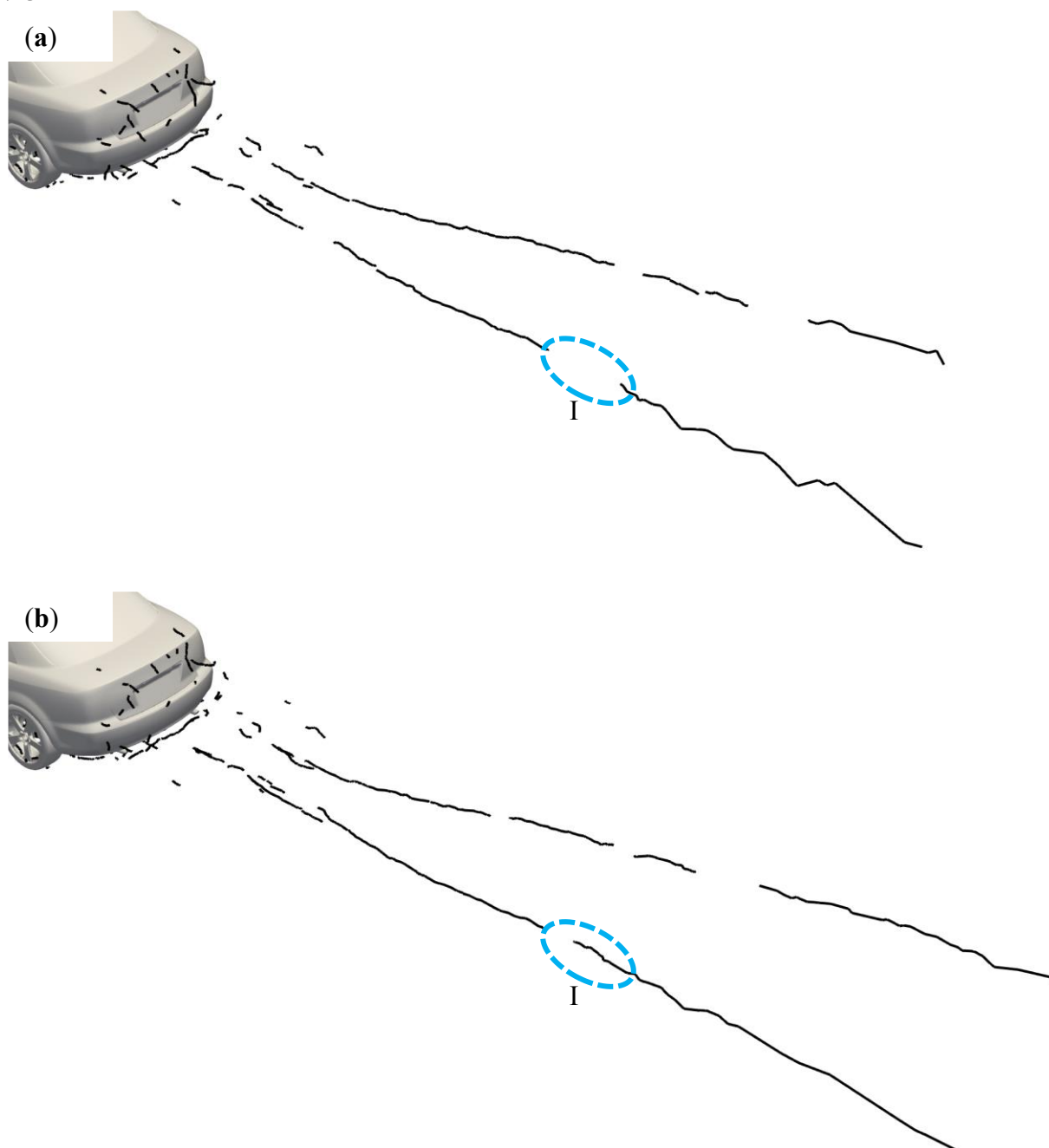


Fig. 5.2 Vortex core lines around the rear of the sedan type vehicle: **a** without filter; **b** with filter

図 5.3 に、図 5.2 中の領域Iにおけるフィルタ操作の有無による渦中心軸と渦中心点の可視化結果を示す。青色で示されるフィルタ操作を行った場合の渦中心軸は、赤色のフィルタ操作を行っていない場合と比べて、つながって可視化されていることが分かる。さらに、青色の点で示されるフィルタ操作を行った場合の渦中心点も、赤色の点のフィルタ操作を行っていない場合と比べて、周囲に密集していないことが分かる。

以上の結果から、フィルタ操作により、数値的ノイズや格子幅程度以下に対応する高波数の渦を除去することで、渦中心点の密集を改善し、渦中心軸の断片化を抑制できたといえる

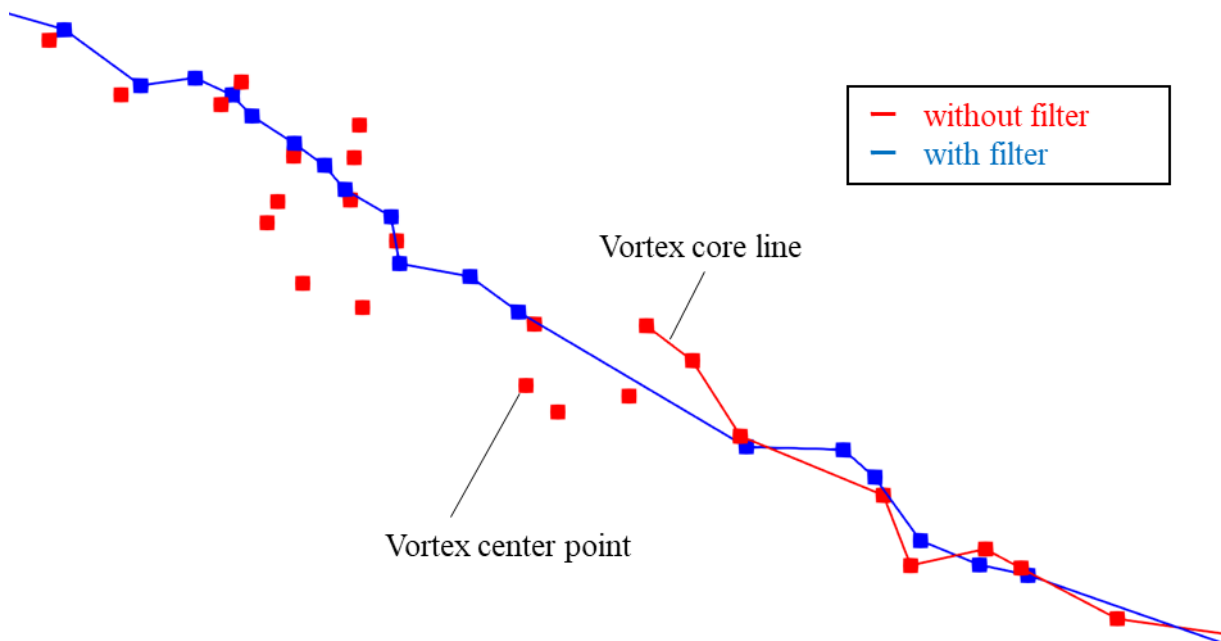


Fig 5.3 Vortex core lines and vortex center points in Region I in Fig. 5.2: red: without filter; blue: with filter

5.4.2 定量的評価

図 5.4a にフィルタ操作の有無による、渦中心軸の本数を示す。フィルタ操作を行った場合の方が、渦中心軸の本数が増加していることが分かる。断片化する渦中心軸は、少ない渦中心点で構成される傾向にある。8 点以上の渦中心点で構成される渦中心軸の増加は、断片的であった渦中心軸同士が連結したと考えられる。

図 5.4b にフィルタ操作の有無による、渦中心軸 1 本当たりの平均の長さを示す。フィルタ操作を行った場合の方が、渦中心軸 1 本当たりの平均の長さが増加していることが分かる。

これらの結果より、フィルタ操作を行うことで、渦中心軸の断片化が抑制されたといえる。

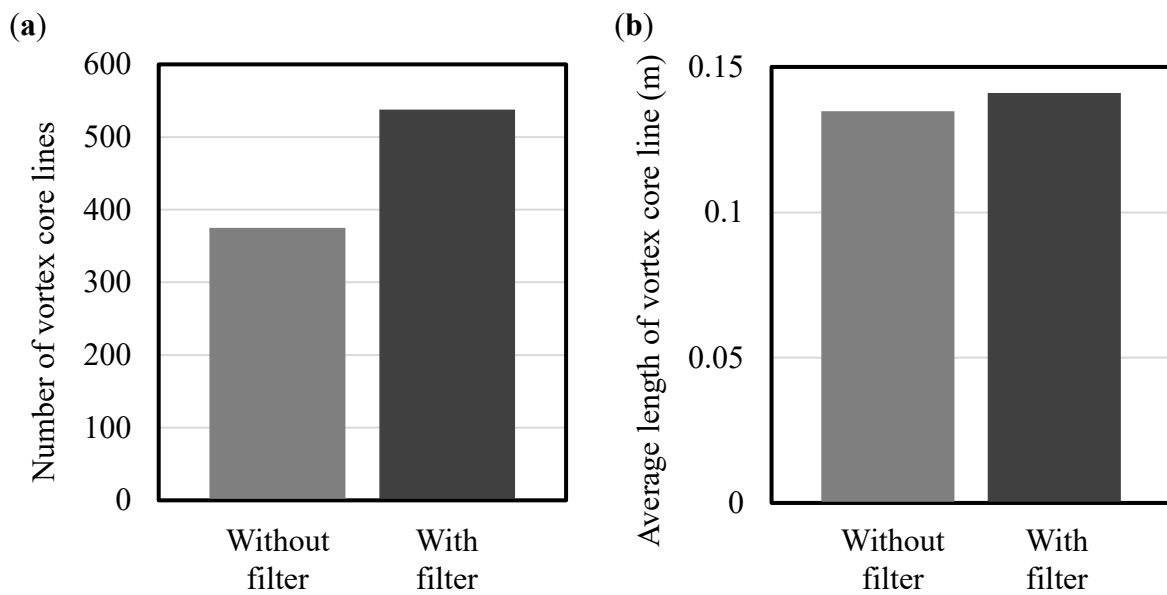


Fig 5.4 a Number of vortex core lines; b Average length of vortex core line

5.5 結言

入力データに対して **Implicit high-order filter** を適用することで、渦中心軸の断片化が抑制されることが確認できた。

- フィルタ操作を行うと、セダンタイプ車両の後流において、渦中心点の密集が改善し、渦中心軸の断片化が抑制されたことが定性的に示された。
- フィルタ操作を行うと、十分な数の渦中心点で構成される渦中心軸の本数と 1 本当たりの平均の長さが増加した。

しかし、依然として渦中心軸が断片化している領域が存在する。今後は、上記問題を解決するため、渦中心軸の構成方法を改良することが課題である。

第6章 結論

本論文では、自動車周りに発生する低圧旋回渦を同定する手法の開発および検証を行った。さらに、自動車空力の様々な問題に対して開発した渦同定技術を適用し、その実用性を示した。

第1章では、本研究の背景と先行研究、および目的を述べた。自動車の空気抵抗低減は、自動車開発の重要な課題の1つであり、デザインとの両立が求められる。そのためには、車体周りの流れ現象に基づいて効果的に空気抵抗を低減する設計技術が必要であり、その実現には、まず自動車周りに発生する渦を同定することが重要である。自動車空力の分野で求められる渦同定手法としては、①低圧旋回渦の同定、②ガリレイ変換不変性、③渦の個別同定が可能、④渦の定量化が可能、⑤非構造格子に適用可能、⑥並列計算が可能を満たす必要がある。しかし、従来の渦同定手法は、自動車周りの複雑な流れ場に対して煩雑な同定結果を与え、さらには必ずしも低圧旋回渦を同定しているとは限らず、自動車空力の分野で求められる渦同定手法の要請を満たしていない。そこで、本研究では、自動車周りに発生する低圧旋回渦を同定する手法の開発、検証、実用性の実証を目的とした。

第2章では、様々な渦同定手法と本研究のベースとなる手法の選択について述べた。様々な渦同定手法については、自動車空力の分野で従来用いられてきた渦同定手法だけではなく、多様な分野で用いられる渦同定手法を調査し、それらの概要と特徴について述べた。渦同定手法は、渦の領域を等値面で表す領域型と渦の中心を線で表す渦中心型に分類される。領域型は、局所のスカラー量を用いるため、渦中心型と比較して実装が容易である。しかし、スカラー量の閾値に任意性があることに加えて、渦同士が連結し個別の同定が困難である。一方、渦中心型は、領域型と比べて渦の個別同定がしやすい。渦中心型は、渦の旋回を表す流線の形を利用して渦中心軸を同定する流線トポロジー型と、渦中心点となるスカラーの極値を結んで渦中心軸を同定するスカラー極値型に分類される。流線トポロジー型は、速度をそのまま同定に用いるため、ガリレイ変換不変性を満たさないうえ、低圧旋回渦を同定していることは限らない。スカラー極値型は、ある格子点から出発して渦中心点を探索しながら渦中心軸を成長させていく予測-修正法と、全ての渦中心点を求め、それらを線で結合させる圧力断面極小旋回法に分類される。予測-修正法は全領域を参照しながら渦中心軸を構築するため、並列計算への拡張が困難である。以上を踏まえ、ベースとなる渦同定手として、多くの要請を満たす圧力断面極小旋回法を採用した。

第3章では、自動車周りに発生する低圧旋回渦を同定するために、圧力断面極小旋回法を自動車空力に適用できるよう改良した方法および検証結果を示した。まず、従来の圧力断面極小旋回法の方法を解説した。この手法の具体的な手続きとして、圧力を格子点周りでテイラー展開し、圧力ヘシアンの実固有値の二つが正となる二元的な極小点を求め、それらを最短距離で結んで渦中心軸を同定する方法であることを述べた。次に、自動車空力の分野で求められる渦同定手法の要請に対する課題解決の方法を示した。一つ目は、テイラー展開の精度を担保する渦中心点の格子内外判定を非構造格子で行うために、任意の多面体で点の格子内外判定ができる球面投影法を実装したことを述べた。二つ目は、渦中心軸の断片化を抑制する渦中心点の物理的情報を考慮した渦中心軸構築アルゴリズムについて述べた。従来手法は、渦中心点を最短距離で結ぶため一方向での渦中心軸の構築であったが、本論文では渦軸に垂直な平面の正と負側の二方向で渦中心軸を構築するアルゴリズムを提案した。また、格子スケールで渦中心軸の向きが急激に変化することは考えにくいいため、渦軸同士の角度および渦軸と渦中心軸の角度に対して、最大許容角度のパラメータを導入した。そして、直交格子で計算された角柱周りのカルマン渦を非構造格子にマッピングし、本論文で提案した改良手法（以下、本手法）を適用することで、最大許容角度のパラメータの適値を求めるとともに、非構造格子上での低圧旋回渦の同定について検証した。最大許容角度のパラメータについては、渦中心軸が断片化することなくつなげた場合に想定される渦中心軸の長さに対する閾値を設け、パラメータスタディを行うことで、全てのカルマン渦の本数を同定できる角度パラメータを決定した。また、直交格子での計算結果に対して従来手法で同定された渦中心軸と、非構造格

子において本手法で同定された渦中心軸の距離は、一格子幅以内であった。このことから、本手法は、従来手法と同じ渦を同定できており、従来手法が非構造格子へと拡張されたことを示した。さらに、本手法で同定された渦中心軸の周囲の圧力および速度ベクトルを可視化した結果、周囲より圧力が低く、旋回運動を表す速度ベクトルの近傍に位置しており、低圧旋回渦の同定が可能であることを示した。最後に、セダン周りの時間平均流れ場に本手法を適用し、検証を行った。まず、渦中心軸構築アルゴリズムを導入していない従来手法と本手法を比較した結果、渦中心軸の断片化が抑制されていることが確認できた。さらに、本手法が自動車周り発生する特徴的な四つの既知の渦構造を再現しているか検証を行った。既知の渦構造を同定できる領域型的手法による等値面と本手法の渦中心軸を合わせて可視化した結果、渦中心軸は、四つの既知の渦構造に対応する管状の等値面の内部に存在した。このことから、本手法は既知の渦構造を同定可能であることを示した。また、自動車空力の分野で用いられる従来の領域型および渦中心型の同定結果と比較すると、本手法による同定結果は、渦同士が連結することなく、かつ渦中心軸の断片化が抑制されており、従来手法と比べて簡潔な渦の同定ができることを示した。

第4章では、本手法を自動車空力に関する複数の問題に適用し、その実用性を実証した。まず、本手法によって複雑な流れ場でも自動的に渦およびそれに関連する流れ場の抽出が可能であることを示した。例として、フロントタイヤ周りの流れ場に本手法を適用し、本手法で同定された渦を先行研究において同定された渦と比較した結果、渦の位置と回転方向が概ね一致した。さらに、渦中心点上に流線のシード点を設置する方法を用いることで、シード点位置の任意性を低減しつつ冗長な流線を回避し、渦に関連する流れ場を抽出した。その結果、本手法で同定された流れ場は、先行研究で同定された流れ場と概ね一致した。以上の結果より、先行研究で同定された渦および渦に関連する流れ場が、本手法によって自動的に抽出されることを示した。次に、本手法を領域型の渦同定手法と組み合わせることで、詳細な渦の考察が可能であることを示した。例として、横風下で顕著な空気抵抗増加を引き起こす簡易自動車模型の後流渦、および並走条件下と横風条件下における簡易自動車モデルの後流渦に本手法を適用した。領域型のみで同定した結果では、等値面が連結し、渦の個別同定が困難であったが、本手法による渦中心軸の同定を組み合わせることで、連結した等値面の内部に存在する渦が分離され、渦の個別同定が容易となった。これにより、条件変化に伴う空気抵抗増加と関連する渦を個別に同定でき、空気抵抗増加を生じる流れ場の変化を抽出できることを実証した。

第5章では、本手法の更なる精度向上のために、渦中心軸の断片化を抑制する前処理についての手法を示した。まず、渦中心軸が断片化する理由として、入力データの数値ノイズによる偽陽性の渦中心点が発生することを述べた。次に、これに対する様々な対策として、数値ノイズを除去するローパスフィルタ、偽陽性の渦中心点の畳み込み手法、渦中心軸の構成方法、渦中心軸の閾値によるフィルタリングについて述べた。次に、本研究では圧力の空間の2階微分を用いるため、高波数の数値ノイズの除去が重要であり、ローパスフィルタを用いることを述べた。この時、ローパスフィルタとして一般的に用いられるガウシアンフィルタは、カットオフ波数よりも低波数側の車両周りに発生する大規模な渦についても、定量的に減衰させることが懸念される。このため、本研究では、ガウシアンフィルタと比べて、低波数側の影響が小さく、かつカットオフ波数で鋭く減衰する **Implicit high-order filter** を用いた。そして、このフィルタを用いて、高波数の数値ノイズを除去するために、フィルタ幅を格子幅とする方法を示した。入力データに対して **Implicit high-order filter** を適用し、本手法による渦中心軸の同定を行った結果、フィルタを施していない時の結果と比べて、渦中心軸1本あたりを構成する平均の渦中心点および平均の長さが増加した。以上の結果より、入力データに対して **Implicit high-order filter** を適用することで、渦中心軸の断片化をより抑制できることを示した。

最後に第6章において、本論文の結論を述べた。本論文では、自動車周りの流れ場から低圧旋回渦を同定できる手法を開発し、検証した。そして、本手法を様々な自動車空力の問題に適用し、その実用性を実証した。

今後の課題は2点である。1つ目は、空気抵抗と渦の定量的な関係を分析するために、自動車空力の要件で残されている渦の定量化を行うことである。渦の定量化の1つの方法は、ある物理量を渦領域で体積積分する方法である。そのためには、渦の中心軸に加えて、渦の体積を同定する必要がある。渦の体積の同定方法はいくつか提案されているが[118][119]、これを非構造格子に拡張する必要がある。2つ目は、非定常流れ場への拡張である。本研究では、定常の空気抵抗に着目したが、直進安定性に影響を与える空気力の振動など、非定常の空力性能は自動車の商品性に関与する[120][121]。これらのメカニズム解明の加速を支援するためにも、複雑な非定常流れから渦を同定することは重要であり、本手法の非定常への拡張が課題である。

参考文献

- [1] International Energy Agency, “Net zero by 2050,” 2021, <https://www.iea.org/reports/net-zero-by-2050>
- [2] 国土交通省, “運輸部門における二酸化炭素排出量,” 2021, https://www.mlit.go.jp/sogoseisaku/environment/sosei_environment_tk_000007.html
- [3] 日本貿易振興機構, “米国における分野別GHG排出量の割合,” 2021, <https://www.jetro.go.jp/biz/areareports/2021/6c7a26b74a72569b.html>
- [4] Kawamoto R, Mochizuki H, Moriguchi Y, Nakano T, Motohashi M, Sakai Y, Inaba A, “Estimation of CO2 emissions of internal combustion engine vehicle and battery electric vehicle using LCA,” *Sustainability*, vol. 11, no. 9, pp. 2690, 2019
- [5] European Commission, “Directive of the European parliament and of the council,” 2021, <https://www.actu-environnement.com/media/pdf/news-37904-projet-reforme-marche-carbone-europeen.pdf>
- [6] Schuetz TC, “Aerodynamics of Road Vehicles, Fifth Edition,” *SAE Int.*, 2015
- [7] 流体技術部門委員会, “自動車の空力技術,” 自動車技術会, 2017
- [8] 小林敏雄, 農沢隆秀, “自動車技術シリーズ 10 自動車のデザインと空力 技術 普及版,” pp. 12–27, 2008.
- [9] Hucho W, Janssen L, Emmelmann H, “The optimization of body details - a method for reducing the aerodynamic drag of road vehicles,” *SAE Trans.*, paper no. 760185, 1976
- [10] 前田和宏, “自動車における空力研究と取り組み動向,” 日本風工学会, vol. 36, no. 3, pp. 242–249, 2011
- [11] Hucho WH, Sovran G, “Aerodynamics of road vehicles,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 25, no. 1, pp. 485–537, 1993
- [12] 木田重雄, “乱流力学,” pp. 232–233, 1999
- [13] Ahmed SR, Ramm G, Faltn G, “Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake,” *SAE Trans.*, paper no. 840300, 1984
- [14] 農沢隆秀, 岡田義浩, 大平洋樹, 岡本哲, 中村貴樹, “自動車の空気抵抗を増大させる車体周りの流れ構造: 第1報トランクデッキ上の流れ構造,” *日本機械学会論文集 B編*, vol. 75, no. 756, pp. 1584–1589, 2009
- [15] 農沢隆秀, 岡田義浩, 大平洋樹, 岡本哲, 中村貴樹, “自動車の空気抵抗を増大させる車体周りの流れ構造: 第2報セダン車体の特徴的な流れ構造,” *日本機械学会論文集 B編*, vol. 75, no. 757, pp. 1807–1813, 2009
- [16] Kounenis C, Bonitz S, Ljungskog E, Sims-Williams D, Lofdahl L, Broniewicz A, Larsson L, Sebben S, “Investigations of the rear-end flow structures on a sedan car,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2016-01-1606, 2016
- [17] Régert T, Lajos T, “Description of flow field in the wheelhouses of cars,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 28, no. 4, pp. 616–629, 2007
- [18] Régert T, Lajos T, “Investigation of flow field past rotating wheels of cars,” *Proc. Conf. Model. Fluid Flow*, pp. 387–394, 2003
- [19] 加藤大地, 橋爪祥光, “エアダムスポイラーの空気抵抗低減機構の解明,” 自動車技術会論文集, vol. 48, no. 4, pp. 927–932, 2017

- [20] Keogh J, Doig G, Barber TJ, Diasinos S, “The aerodynamics of a cornering inverted wing in ground effect,” *Appl. Mech. Mater.*, vol. 553, pp. 205–210, 2014
- [21] Josefsson E, Hagvall R, Urquhart M, Sebben S, “Numerical analysis of aerodynamic impact on passenger vehicles during cornering,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2018-37-0014, 2018
- [22] Wieser D, Nayeri CN, Paschereit CO, “Wake structures and surface patterns of the DrivAer notchback car model under side wind conditions,” *Energies 2020, Vol. 13, Page 320*, vol. 13, no. 2, p. 320, 2020
- [23] Hunt JCR, “Vorticity and vortex dynamics in complex turbulent flows,” *Trans. Can. Soc. Mech. Eng.*, vol. 11, no. 1, pp. 21–35, 1987
- [24] Wang S, Goldfeather J, Longmire EK, Interrante V, “Methods to identify individual eddy structures in turbulent flow,” *Tsinghua Sci. Technol.*, vol. 18, no. 2, 2013
- [25] Sujudi D, Haimes R, “Identification of swirling flow in 3-D vector fields,” *12th Comput. Fluid Dyn. Conf.*, pp. 792–799, 1995
- [26] Günther T, Theisel H, “The state of the art in vortex extraction,” *Comput. Graph. Forum*, vol. 37, no. 6, pp. 149–173, 2018
- [27] Zhang Y, Liu K, Xian H, Du X, “A review of methods for vortex identification in hydroturbines,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 81, no. March 2016, pp. 1269–1285, 2018
- [28] Pobitzer A, Peikert R, Fuchs R, Schindler B, Kuhn A, Theisel H, Matković K, Hauser H, “The state of the art in topology-based visualization of unsteady flow,” *Comput. Graph. Forum*, vol. 30, no. 6, pp. 1789–1811, 2011
- [29] Kolář V, “Brief notes on vortex identification,” in *Proceedings of the 8th WSEAS international conference on fluid mechanics, 8th WSEAS international conference on Heat and mass transfer*, pp. 23–28, 2011
- [30] Post FH, Vrolijk B, Hauser H, Lameeand RS, Doleisch H, “The state of the art in flow visualisation: Feature extraction and tracking,” *Comput. Graph. Forum*, vol. 22, no. 4, pp. 775–792, 2003
- [31] Li J, Carrica PM, “A simple approach for vortex core visualization,” *J. Fluids Eng.*, vol. 142, no. 5, 2020
- [32] 三浦英昭, 木田重雄, “一樣等方乱流における低圧力旋回渦の同定と可視化,” *ながれマルチメディア*, 1998
- [33] Cucitore R, Quadrio M, Baron A, “On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex,” *Eur. J. Mech. - B/Fluids*, vol. 18, no. 2, pp. 261–282, 1999
- [34] 池田隼, 坪倉誠, 長谷川巧, 小森谷徹, 中島卓司, “自動車横風突風遭遇時の非定常空力応答と車体形状の影響について,” *日本機械学会論文集 B編*, vol. 79, no. 806, pp. 2077–2092, 2013
- [35] Alajbegovic A, Lew P-T, Shock R, Duncan B, Hoch J, “Aerodynamic simulation of a standalone rotating tread tire,” *Int. J. Automot. Eng.*, vol. 8, no. 4, pp. 171–178, 2017
- [36] 吉澤徹, “流体力学,” 2001
- [37] Hussain AKMF, “Coherent structures and turbulence,” *J. Fluid Mech.*, vol. 173, pp. 303–356, 1986
- [38] Tanaka M, Kida S, “Characterization of vortex tubes and sheets,” *Phys. Fluids A Fluid Dyn.*, vol. 5, no. 9, pp. 2079, 1998
- [39] Chong MS, Perry AE, Cantwell BJ, “A general classification of three-dimensional flow fields,” *Phys. Fluids A*, vol. 2, no. 5, pp. 765–777, 1990
- [40] Zhou J, Adrian RJ, Balachandar S, Kendall TM, “Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices

- in channel flow,” *J. Fluid Mech.*, vol. 387, pp. 353–396, 1999
- [41] Chakraborty P, Balachandar S, Adrian RJ, “On the relationships between local vortex identification schemes,” *J. Fluid Mech.*, vol. 535, pp. 189–214, 2005
- [42] Jeong J, Hussain F, “On the identification of a vortex,” *J. Fluid Mech.*, vol. 285, pp. 69–94, 1995
- [43] Sahner J, Weinkauff T, Hege H-C, “Galilean invariant extraction and iconic representation of vortex core lines,” in *EUROVIS’05 Proceedings of the Seventh Joint Eurographics / IEEE VGTC Conference on Visualization*, pp. 151–160, 2005
- [44] Roth M, Peikert R, “Higher-order method for finding vortex core lines,” *Proc. IEEE Vis. Conf.*, pp. 143–150, 1998
- [45] Sawada K, “A convenient visualization method for identifying vortex centers,” *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, vol. 38, pp. 102–116, 1995
- [46] 村山光宏, 中橋和博, 澤田恵介, “非構造解適合格子法を用いたデルタ翼の高迎角数値計算,” *日本航空宇宙学会論文集*, vol. 48, no. 559, pp. 244–249, 2000
- [47] 古川雅人, 山田和豊, 才木一寿, 井上雅弘, “複雑内部流れ場における渦構造の同定,” *可視化情報学会誌*, vol. 1, pp. 107–110, 2002
- [48] 古川雅人, “ターボ機械における流動現象の知的可視化,” 古川 雅人, vol. 23, no. 91, pp. 206–213, 2003
- [49] 岩野龍一郎, 柴田貴範, 長原孝英, 岡村共由, “流れ解析によるポンプ吸込水槽内の水中渦予測手法の開発: 予測モデルの定常解析への適用,” *日本機械学会論文集 B編*, vol. 68, no. 667, pp. 652–657, 2002
- [50] Banks DC, Singer BA, “A predictor-corrector technique for visualizing unsteady flow,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 1, no. 2, pp. 151–163, 1995
- [51] Berdahl C, Thompson D, “Education of swirling structure using the velocity gradient tensor,” *AIAA J.*, vol. 31, no. 1, pp. 97–103, 1993
- [52] Jankun-Kelly M, Jiang M, Thompson D, Machiraju R, “Vortex visualization for practical engineering applications,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 12, no. 5, pp. 957–964, 2006
- [53] Schafhitzel T, Vollrath JE, J.P. Gois, Weiskopf D, Castelo A, Ertl T, “Topology-Preserving λ_2 -based vortex core line detection for flow visualization,” *Eurographics/IEEE-VGTC Symp. Vis.*, vol. 27, no. 3, 2008
- [54] Schindler B, Fuchs R, Biddiscombe J, Peikert R, “Predictor-corrector schemes for visualization of smoothed particle hydrodynamics data,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 15, no. 6, pp. 1243–1250, 2009
- [55] Stegmaier S, Rist U, Ertl T, “Opening the can of worms: An exploration tool for vortical flows,” *Proc. IEEE Vis. Conf.*, pp. 59, 2005
- [56] Kern M, Hewson T, Sadlo F, Westermann R, Rautenhaus M, “Robust detection and visualization of jet-stream core lines in atmospheric flow,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 24, no. 1, pp. 893–902, 2018
- [57] Jankun-Kelly M, Thompson D, Jiang M, Shannahan B, Machiraju R, “Vortex characterization for engineering applications,” *46th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Exhib.*, 2008
- [58] Oster T, Rössl C, Theisel H, “Core lines in 3D second-order tensor fields,” *Comput. Graph. Forum*, vol. 37, no. 3, pp. 327–337, 2018
- [59] Miura H, Kida S, “Identification of tubular vortices in turbulence,” *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 66, no. 5, pp. 1331–1334, 1997

- [60] Kida S, Miura H, “Swirl condition in low-pressure vortices,” *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 67, no. 7, pp. 2166–2169, 1998
- [61] Kida S, Miura H, “Double spirals around a tubular vortex in turbulence,” *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 69, no. 10, pp. 3466–3467, 2000
- [62] Goto S, Saito Y, Kawahara G, “Hierarchy of antiparallel vortex tubes in spatially periodic turbulence at high Reynolds numbers,” *Phys. Rev. Fluids*, vol. 2, no. 6, 064603, 2017
- [63] 木田重雄, 後藤晋, 榎原孝文, “乱流要素渦 その構造とはたらき,” 日本流体力学会誌「ながれ」, vol. 21, no. 6, pp. 488–494, 2002
- [64] Kida S, Goto S, “Line statistics: Stretching rate of passive lines in turbulence,” *Phys. Fluids*, vol. 14, no. 1, pp. 352, 2001
- [65] 長島忍, “球面投影による多面体の内外判定方法,” 情報処理学会論文誌, vol. 27, no. 7, pp. 744–746, 1986
- [66] Banks DC, Singer BA, “A Predictor-Corrector Technique for Visualizing Unsteady Flow,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 1, no. 2, pp. 151–163, 1995
- [67] Saha AK, Biswas G, Muralidhar K, “Three-dimensional study of flow past a square cylinder at low Reynolds numbers,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 24, no. 1, pp. 54–66, 2003
- [68] Tsubokura M, Kobayashi T, Nakashima T, Nouzawa T, Nakamura T, Zhang H, Onishi K, Oshima N, “Computational visualization of unsteady flow around vehicles using high performance computing,” *Comput. Fluids*, vol. 38, no. 5, pp. 981–990, 2009
- [69] Nakashima T, Morikawa Y, Tsubokura M, Okada Y, Nouzawa T, “Unsteady aerodynamics simulations of a sedan-type road vehicle during sinusoidal steering input,” *33rd AIAA Appl. Aerodyn. Conf.*, 2015
- [70] Hunt JCR, “VORTICITY AND VORTEX DYNAMICS IN COMPLEX TURBULENT FLOWS,” *Trans. Can. Soc. Mech. Eng.*, vol. 11, no. 1, pp. 21–35, 1987
- [71] Wickern G, Zwicker K, Pfadenhauer M, “Rotating wheels - Their impact on wind tunnel test techniques and on vehicle drag results,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 970133, 1997
- [72] Vdovin A, Bonitz S, Landstrom C, Lofdahl L, “Investigation of wheel ventilation - Drag using a modular wheel design concept,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 6, no. 1, pp. 308–315, 2013
- [73] Takeuchi K, Kawamura T, Kuratani N, Kobayakawa A, Osawa Y, Tsubokura M, “LES on the aerodynamic effect of tyre shapes with moving ground using a detailed full-scale vehicle model,” *Int. Conf. Veh. Aerodyn.*, 2016
- [74] Hobeika T, Sebben S, Landstrom C, “Investigation of the influence of tyre geometry on the aerodynamics of passenger cars,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 6, no. 1, pp. 316–325, 2013
- [75] Mercker E, Breuer N, Berneburg H, Emmelmann HJ, “On the aerodynamic interference due to the rolling wheels of passenger cars,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 910311, 1991
- [76] Elofsson P, Bannister M, “Drag reduction mechanisms due to moving ground and wheel rotation in passenger cars,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2002-01-0531, 2002
- [77] Réger T, Lajos T, “Investigation of flow field past rotating wheels of cars,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 2, no. 1, pp. 861–874, 2009
- [78] McManus J, Zhang X, “A computational study of the flow around an isolated wheel in contact with the ground,”

J. Fluids Eng., vol. 128, no. 3, pp. 520–530, 2006

- [79] Wäschle A, “The influence of rotating wheels on vehicle aerodynamics - Numerical and experimental investigations,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2007-01-0107, 2007
- [80] Shimizu K, Mita S, Nakashima T, Nouzawa T, Hiraoka T, Nakamura Y, “Visualization of flow structures around the front wheel of a sedan-type automobile,” *11th Pacific Symp. flow Vis. image Process.*, 2017
- [81] Wiebel A, Scheuermann G, “Eyelet particle tracing - steady visualization of unsteady flow,” *Proc. IEEE Vis. Conf.*, pp. 607–614, 2005
- [82] Ma J, Walker J, Wang C, Kuhl S, Shene CK, “FlowTour: An automatic guide for exploring internal flow features,” *IEEE Pacific Vis. Symp.*, pp. 25–32, 2014
- [83] Oeltze-Jafra S, Cebral J, Janiga G, Preim B, “Cluster analysis of vortical flow in simulations of cerebral aneurysm hemodynamics,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 22, no. 1, pp. 757–766, 2016
- [84] Sane S, Bujack R, Garth C, Childs H, “A survey of seed placement and streamline selection techniques,” *Comput. Graph. Forum*, vol. 39, no. 3, pp. 785–809, 2020
- [85] Carlino G, Cardano D, Cogotti A, “A new technique to measure the aerodynamic response of passenger cars by a continuous flow yawing,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2007-01-0902, 2007
- [86] Mayer J, Schrefl M, Demuth R, “On various aspects of the unsteady aerodynamic effects on cars under crosswind conditions,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2007-01-1548, 2007
- [87] Lawson AA, Sims-Williams DB, Dominy RG, “Effects of on-road turbulence on vehicle surface pressures in the A-pillar region,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 1, no. 1, pp. 333–340, 2008
- [88] Howell J, “Aerodynamic drag of passenger cars at yaw,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 8, no. 1, pp. 306–316, 2015
- [89] Windsor S, “Real world drag coefficient – is it wind averaged drag?,” *Proc. Int. Veh. Aerodyn. Conf.*, 2014
- [90] Gohlke M, Beaudoin JF, Amielh M, Anselmet F, “Experimental analysis of flow structures and forces on a 3D-bluff-body in constant cross-wind,” *Exp. Fluids*, vol. 43, no. 4, pp. 579–594, 2007
- [91] Guilmineau E, Chikhaoui O, Deng GB, Visonneau M, “Cross wind effects on a simplified car model by a DES approach,” *Comput. Fluids*, vol. 78, pp. 29–40, 2013
- [92] Tunay T, Firat E, Sahin B, “Experimental investigation of the flow around a simplified ground vehicle under effects of the steady crosswind,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 71, pp. 137–152, 2018
- [93] Urquhart M, Varney M, Sebben S, Passmore M, “Aerodynamic drag improvements on a square-back vehicle at yaw using a tapered cavity and asymmetric flaps,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 86, 108737, 2020
- [94] Meile W, Ladinek T, Brenn G, Reppenhagen A, Fuchs A, “Non-symmetric bi-stable flow around the Ahmed body,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 57, pp. 34–47, 2016
- [95] Bonnavion G, Cadot O, Évrard A, Herbert V, Parpais S, Vigneron R, Délery J, “On multistabilities of real car’s wake,” *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 164, pp. 22–33, 2017
- [96] Rao A, Minelli G, Basara B, Krajnović S, “On the two flow states in the wake of a hatchback Ahmed body,” *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 173, pp. 262–278, 2018
- [97] Dalla Longa L, Evstafyeva O, Morgans AS, “Simulations of the bi-modal wake past three-dimensional blunt bluff bodies,” *J. Fluid Mech*, vol. 866, pp. 791–809, 2021

- [98] 中島卓司, 濱村航明, 清水圭吾, 平岡武宜, 農沢隆秀, “車体後端形状が風向の時間変化に伴う過渡空力特性に与える影響,” 自動車技術会論文集, vol. 49, no. 2, pp. 447–452, 2018
- [99] 中島卓司, 濱村航明, 清水圭吾, 平岡武宜, 農沢隆秀, “風向変動条件において流れの履歴効果によって生じる車両空気抵抗変化,” 自動車技術会論文集, vol. 50, no. 3, pp. 938–944, 2019
- [100] Shimizu K, Nakashima T, Sekimoto S, Fujii K, Hiraoka T, Nakamura Y, Nouzawa T, Ikeda J, Tsubokura M, “Aerodynamic drag reduction of a simplified vehicle model by promoting flow separation using plasma actuator,” *Mech. Eng. Lett.*, vol. 5, no. 0, pp. 19–00354, 2019
- [101] Wieser D, Schmidt HJ, Müller S, Strangfeld C, Nayeri C, Paschereit C, “Experimental comparison of the aerodynamic behavior of fastback and notchback drivAer models,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 7, no. 2, pp. 682–691, 2014
- [102] Stoll D, Schoenleber C, Wittmeier F, Kuthada T, Wiedemann J, “Investigation of aerodynamic drag in turbulent flow conditions,” *SAE Int. J. Passeng. Cars - Mech. Syst.*, vol. 9, no. 2, pp. 733–742, 2016
- [103] Passaggia PY, Mazellier N, Kourta A, “Aerodynamic drag modification induced by free-stream turbulence effects on a simplified road vehicle,” *Phys. Fluids*, vol. 33, no. 10, 105108, 2021
- [104] Yamamoto S, Yanagimoto K, Fukuda H, China H, Nakagawa K, “Aerodynamic influence of a passing vehicle on the stability of the other vehicles,” *JSAE Rev.*, vol. 18, no. 1, pp. 39–44, 1997
- [105] Noger C, REGARDIN C, Széchényi E, “Investigation of the transient aerodynamic phenomena associated with passing manoeuvres,” *J. Fluids Struct.*, vol. 21, no. 3, pp. 231–241, 2005
- [106] Uystepuyst D, Krajnović S, “Numerical simulation of the transient aerodynamic phenomena induced by passing manoeuvres,” *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 114, pp. 62–71, 2013
- [107] Ishioka H, Ota S, Nakasato K, Onishi K, Tsubokura M, “Coupled 6DOF motion and aerodynamics simulation during pass-by and overtaken motions,” *Proc. ASME/JSME/KSME 2015 Jt. Fluids Eng. Conf.*, 2015
- [108] Shimizu K, Nakashima T, Hiraoka T, Nakamura Y, Nouzawa T, “Investigation of increase in aerodynamic drag caused by a passing vehicle,” *SAE Tech. Pap.*, paper no. 2018-01-0719, 2018
- [109] 中島卓司, 清水圭吾, 松浦恭平, 平岡武宜, 中村優佑, 農沢隆秀, “側方走行車両により簡易車両モデルに生じる空気抵抗変化の数値解析的検討,” 自動車技術会春季大会, 2018
- [110] Shimizu K, Nakashima T, Hiraoka T, Nakamura Y, Nouzawa T, Doi Y, “Aerodynamic drag change of simplified automobile models influenced by a passing vehicle,” *Mech. Eng. J.*, vol. 7, no. 1, pp. 19–00366, 2020
- [111] Smolik M, Skala V, Majdisova Z, “3D vector field approximation and critical points reduction using radial basis functions,” *Int. J. Mech.*, vol. 13, pp. 100–103, 2019
- [112] Peikert R, Roth M, “The ‘Parallel Vectors’ operator - a vector field visualization primitive,” *Proc. IEEE Vis. Conf.*, pp. 263–270, 1999
- [113] Bauer D, Peikert R, “Vortex tracking in scale-space,” *EUROGRAPHICS- IEEE TCVG Symp. Vis.*, pp. 233–240, 2002
- [114] Günther D, Jacobson A, Reininghaus J, Seidel HP, Sorkine-Hornung O, Weinkauff T, “Fast and memory-efficient topological denoising of 2D and 3D scalar fields,” *IEEE Trans. Vis. Comput. Graph.*, vol. 20, no. 12, pp. 2585–2594, 2014
- [115] Tricoche X, Scheuermann G, Hagen H, “Continuous topology simplification of planar vector fields,” in

Proceedings of the IEEE Visualization Conference, pp. 159–165, 2001

- [116] Raymond WH, “High-order low-pass implicit tangent filters for use in finite area calculations,” *Mon. Weather Rev.*, vol. 116, no. 11, pp. 2132–2141, 1988
- [117] Guedot L, Lartigue G, Moureau V, “Design of implicit high-order filters on unstructured grids for the identification of large-scale features in large-eddy simulation and application to a swirl burner,” *Phys. Fluids*, vol. 27, no. 4, 045107, 2015
- [118] Deussen O, Hansen C, Keim DA, Saupe D, Garth C, Tricoche X, Salzbrunn T, Bobach T, Scheuermann G, “Surface techniques for vortex visualization,” *Jt. EUROGRAPHICS-IEEE TCVG Symp. Vis.*, 2004
- [119] Petz C, Kasten J, Prohaska S, Hege HC, “Hierarchical vortex regions in swirling flow,” *Comput. Graph. Forum*, vol. 28, no. 3, pp. 863–870, 2009
- [120] Cheng SY, Tsubokura M, Nakashima T, Nouzawa T, Okada Y, “A numerical analysis of transient flow past road vehicles subjected to pitching oscillation,” *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, vol. 99, no. 5, pp. 511–522, 2011
- [121] 末廣隼一, 中島卓司, 中村優佑, 平岡武宜, 清水圭吾, 小池真人, 本村浩一, “動的モード分解を用いた自動車周りの低周波変動流れ場の解析,” *第35回数値流体力学シンポジウム*, 2021